

# Untersuchungen an auf InP basierenden Halbleitern mit sub-ps Responsezeiten

## DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades  
doctor rerum naturalium  
(Dr. rer. nat.)  
im Fach Physik

eingereicht an der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I  
Humboldt-Universität zu Berlin

von  
Herr Dipl.-Phys. Klaus Biermann  
geboren am 19.03.1969 in Nürnberg

Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin:  
Prof. Dr. Christoph Marksches

Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I:  
Prof. Dr. Christian Limberg

Gutachter:

1. Prof. Dr. Thomas Elsässer
2. Prof. Dr. Manfred Helm
3. Prof. Dr. W. Ted Masselink

eingereicht am: 19. März 2007  
Tag der mündlichen Prüfung: 28. Juni 2007



## Abstract

The present work describes investigation of new material concepts accomplished using molecular-beam-epitaxy (MBE) growth for application in ultra-fast photonic components. Nominally undoped and Be doped GaInAs/AlInAs multiple-quantumwell structures (MQW) were grown by MBE at growth temperatures down to 100 °C (LT-MBE) on semi-insulating InP substrates. Crystalline, electric and optical properties of as-grown and annealed structures were investigated. Energy states near the conduction band of GaInAs determine the electrical and optical properties of LT-MQWs. The dynamics of charge carrier relaxation was studied by means of pump and probe experiments. Measurements of the differential transmission when excited by an additional cw laser and measurements utilizing two closely sequenced pump pulses support the capability of Be doped as-grown (annealed) LT GaInAs/AlInAs MQW structures for use in optical switches at switching frequencies in the 1 Tbit/s (250 Gbit/s) range.

The voltage-induced change of interband transmission of InP based quantum-cascade-lasers (QCL) during pulsed mode operation was analyzed by means of 8 band k·p calculations. The impacts of varying charge carrier distributions and of electrically heated samples can be neglected compared to the dominating effect of the electrical field on the interband transmission.

The impact of MBE growth parameters on the interface quality of AlAsSb/GaInAs heterostructures were determined by means of Hall measurements, temperature- and intensity-dependent PL measurements and spectral measurements of the interband- and intersubband-absorption. The impact of In segregation and Sb diffusion on the intersubband absorption was analyzed on the basis of bandstructure calculations. Intersubband transitions at wavelengths of about 1.8  $\mu\text{m}$  (1.55  $\mu\text{m}$ ) were successfully achieved in MQW (coupled QW) structures.

## Keywords:

LT GaInAs/AlInAs MQWs, Ultrafast Spectroscopy,  
Quantum-Cascade-Laser, Short Wavelength Intersubband Transitions

## **Zusammenfassung**

Inhalt der Arbeit sind Untersuchungen zu mit der Molekularstrahlepitaxie (MBE) realisierten Materialkonzepten für ultra-schnelle Anwendungen in der Photonik. Nominell undotierte und Be dotierte GaInAs/AlInAs Vielfach-Quantenfilm Strukturen (MQW) wurden auf semi-isolierenden InP Substraten bei Wachstumstemperaturen bis zu 100°C mittels MBE (LT-MBE) abgeschieden. Untersucht wurden die kristallinen, elektrischen und optischen Eigenschaften dieser Schichtstrukturen im unbehandelten und ausgeheilten Zustand. Die elektrischen und optischen Eigenschaften der LT-MQWs sind auf Zustände nahe der Leitungsbandkante von GaInAs zurückzuführen. Die Dynamik der Ladungsträgerrelaxation wurde durch Anrege- und Abtastexperimente bestimmt. Messungen der differentiellen Transmission mit zusätzlicher Dauerstrichanregung, sowie Messungen mit zwei kurz aufeinander folgenden Anregepulsen, belegen das Potential von Be dotierten unbehandelten (ausgeheilten) LT GaInAs/AlInAs MQW Strukturen für die Verwendung in optischen Schaltern mit Schaltfrequenzen in der Größenordnung von 1 Tbit/s (250 Gbit/s).

Die spannungsinduzierte Änderung der Interband-Transmission von Quantenkaskadenlaser (QCL) im gepulsten Betrieb wurde anhand von 8 Band k-p Berechnungen analysiert. Die Auswirkungen unterschiedlicher Ladungsträgerverteilungen und Probenerwärmung sind gegenüber dem dominierenden Effekt des elektrischen Feldes auf die Interband Transmission zu vernachlässigen.

Der Einfluss von MBE Wachstumsparameter auf die Grenzflächenqualität von AlAsSb/GaInAs Heterostrukturen wurde anhand von Hall Messungen, temperatur- und intensitätsabhängigen PL Messungen, spektralen Messungen der Interband- und Intersubbandabsorption bestimmt. Bandstruktur-Näherungsrechnungen ermöglichten, den Einfluss von In Segregation und Sb Diffusion auf die Intersubbandabsorption zu analysieren. Intersubband Übergänge bei Wellenlängen von ca. 1,8  $\mu\text{m}$  (1,55  $\mu\text{m}$ ) wurden in MQW (gekoppelten QW) Strukturen realisiert.

### **Schlagwörter:**

LT GaInAs/AlInAs MQWs, Kurzzeitspektroskopie, Quantenkaskadenlaser, Kurzwellige Intersubband Übergänge

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Wissensstand</b>	<b>5</b>
2.1	LT-Halbleitermaterialien . . . . .	5
2.2	Quantenkaskadenlaser . . . . .	11
2.2.1	Entwicklung und neue Konzepte . . . . .	11
2.2.2	Ladungsträger-Verteilung im QCL . . . . .	12
2.3	Kurzwellige Intersubbandübergänge . . . . .	14
2.3.1	Kurzwellige rein optische Intersubband Schalter . . . . .	14
2.3.2	AlAsSb/ GaInAs QCLs . . . . .	16
2.3.3	Themen der Arbeit . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Probenherstellung und Charakterisierung</b>	<b>19</b>
<b>4</b>	<b>Femtosekunden Spektroskopie</b>	<b>22</b>
4.1	Femtosekunden Lasersysteme . . . . .	22
4.1.1	Ringfaserlaser . . . . .	22
4.1.2	Regenerativer Verstärker und Parametrik . . . . .	24
4.2	Anrege-Abtast Experimente . . . . .	27
4.3	QCL Transmissionsmessungen im gepulsten Betrieb . . . . .	30
<b>5</b>	<b>LT Halbleiter</b>	<b>33</b>
5.1	Elektrische Eigenschaften . . . . .	33
5.1.1	Einfluss der Wachstumstemperatur auf die freie Ladungsträgerdichte . . . . .	34
5.1.2	Be Dotierung von LT GaInAs . . . . .	36
5.1.3	FTPC Messungen zur Bestimmung des Donatorenniveaus in LT GaInAs . . . . .	41
5.2	Kristalline Eigenschaften . . . . .	42
5.2.1	Einfluss der Wachstumstemperatur auf die kristallinen Eigenschaften von MQWs . . . . .	44

5.2.2	Einfluss der Be Dotierung auf die kristallinen Eigenschaften von LT-GaInAs . . . . .	47
5.2.3	TEM Untersuchungen von LT MQWs . . . . .	52
5.3	Optische Eigenschaften . . . . .	59
5.3.1	Photolumineszenz . . . . .	59
5.3.2	Transmission . . . . .	63
5.4	Oberflächencharakteristika der LT Proben . . . . .	67
5.5	Kurzzeitspektroskopie . . . . .	70
5.5.1	Einfluss der Wachstumstemperatur . . . . .	71
5.5.2	Spektrale Messungen im Vergleich zu Zustandsdichten . . . . .	79
5.5.3	Wirkung der Be Dotierung . . . . .	84
5.5.4	Simulation hoher Repetitionsraten . . . . .	97
5.6	Anwendungspotential . . . . .	102
5.7	Zusammenfassung . . . . .	104
<b>6</b>	<b>Transmissionsmessungen an QCLs</b>	<b>107</b>
6.1	Untersuchte Quantenkaskadenlaser . . . . .	107
6.2	Spannungsinduzierte differentielle Transmission . . . . .	111
6.3	Vergleich mit 8 Band $k \cdot p$ Berechnungen . . . . .	116
6.4	Diskussion . . . . .	124
<b>7</b>	<b>Kurzwellige Intersubbandabsorption</b>	<b>128</b>
7.1	Strukturelle Eigenschaften . . . . .	130
7.2	Interbandemission und -absorption . . . . .	133
7.3	Intersubbandabsorption . . . . .	149
7.3.1	Grenzflächenrauigkeit . . . . .	150
7.3.2	In Segregation und Sb Diffusion . . . . .	151
7.4	Diskussion . . . . .	160
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>164</b>
<b>A</b>	<b>Besetzungsstatistik von Störstellen</b>	<b>167</b>
<b>B</b>	<b>Modenspektrum eines QCLs</b>	<b>169</b>
<b>C</b>	<b>Probenparameter</b>	<b>174</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Menge der im Internet übertragenen Daten nimmt jedes Jahr um mindestens 50 % zu. Dabei verzeichnen einige Internet-Serviceanbieter sogar alle sechs Monate eine Verdoppelung des Volumens (siehe z.B. Messungen des größten Internet Knotenpunktes Deutschlands De-Cix<sup>1</sup>). Neue digitale Anwendungen, wie z. B. abrufbare Videos (video on demand), digitales hochauflösendes Fernsehen (IPTV: auf Datenpaketen basierende Übermittlung von TV), digitale Telefonie (VoIP: voice over IP), zentrale Speicherung und Sicherung von Daten, zentral installierte Software, Videokonferenz, Telemedizin und Weiterbildung durch interaktive Internet-Kurse, sind die treibenden Anwendungen und werden die Nachfrage an leistungsfähigen Breitbandanschlüssen noch erhöhen. Die Geschwindigkeit der Datenübermittlung von kabelgebundenen Übermittlungstechniken, wie das zur Zeit in Europa noch weit verbreitete DSL (Digitale Teilnehmeranschlussleitung), wird dann nicht mehr ausreichen und auf eine optische Datenübermittlung über Glasfaser bis zum Anwender wird übergegangen werden müssen. Die Glasfaser Verbindung von den Internet-Service Anbietern bis zu den Privathaushalten (FTTH: fiber to the home) wurde in Japan bereits 1997 eingeführt und die Anzahl der Anschlüsse, welche alleine von NTT bereitgestellt werden, werden voraussichtlich die 6 Millionen Marke im März 2007 übersteigen<sup>2,3</sup>. Anschlüsse mit einer Bandbreite von 10 bis 100 Mbit/s werden auf diesem Wege angeboten. Auch in Nord Amerika gibt es bereits über 1 Millionen Haushalte, die über eine Glasfaseranschluss verfügen<sup>4</sup>. In Südkorea wird geplant, bis Ende dieses Jahres 800.000 FTTH Anschlüsse realisiert zu haben<sup>5</sup>. Bei dem von NTT verwendeten optischen Netzwerk (GE-PON: Gbit/s Ethernet - passive optical network) werden mehrere Datenströme über eine Glasfaser übertragen, indem unterschiedliche Datenströme in Datenpakete aufgeteilt werden und abwechselnd Pakete verschiedener Datenströme übertragen werden (TDM time division multiplexing). Unterschiedliche Wellenlängen werden nur in Be-

zug auf die Richtung der Datenströme verwendet (downstream:  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , upstream:  $\lambda = 1,30 \mu\text{m}$ ). Absorptions- und Dispersionsverlauf der Glasfaser bestimmen die für die Datenübertragung nutzbaren Wellenlängenbereiche. Diese können in bis zu  $\approx 80$  unterschiedlichen Wellenlängenkanäle aufgeteilt und für jeweils einen eigenen Datenkanal benutzt werden (WDM: wavelength division multiplexing). Im Gegensatz zum TDM Verfahren, erfordert eine Erhöhung der Bandbreite via WDM zusätzliche optoelektronische Bauelemente, wodurch die Kosten dieser Übertragungstechnik mit der Anzahl der benutzten Wellenlängen skalieren. Übertragungskomponenten (TDM für eine Wellenlänge) für 10 Gbit/s sind zur Zeit kommerziell erhältlich. Im Labor wurden jedoch bereits wesentlich höhere TDM Datenübertragungsraten erreicht. So wurde mittels OTDM (optisches TDM) eine Übertragung mit einer Datenrate von 640 Gbit/s (2,56 Tbit/s mit Auswertung der Pulsphasen und zwei parallelen Pulszügen mit gekreuzter Polarisation) auf einem Wellenlängenkanal realisiert<sup>6</sup>. Das erforderliche ultraschnelle Demultiplexen solcher dichter Pulsfolgen ist nur auf optischem Wege möglich. Hierfür kann der Kerr Effekt ausgenutzt werden, der bei hohen Intensitäten zu einer Drehung der Polarisation in einer Glasfaser führt. Dieser Effekt kann in Form einer linearen Anordnung (Kerr Gate) oder einer ringförmigen Anordnung (NOLM: nonlinear optical loop mirror) als optisches Gate benutzt werden<sup>7</sup>. Beide Anordnungen erfordern unter anderem Glasfasern (meist stark nichtlineare Fasern) von einigen 100 m Länge. Aus Kostengründen und um solche Systeme kompakt realisieren zu können, wäre ein Halbleiterbauelement, welches zum ultraschnellen optischen Demultiplexen verwendet werden kann, den auf Glasfaser basierenden optischen Gates vorzuziehen. Für solche ultraschnellen Elemente ist die Anwendung neuer Materialkonzepte bzw. optischer Übergangsszenarien absehbar, da konventionelle Ansätze hier an ihre Grenzen stoßen. Ultraschnelles Schalten in Halbleiter Bauelementen kann z.B. durch Ausnutzung des optischen Stark Effekts realisiert werden<sup>8</sup>. Nicht-resonante, kohärente Effekte bedingen jedoch eine für die Umsetzung in kommerziellen optischen Demultiplex Bauelementen zu hohe Intensität der Kontrollpulse. Dagegen scheitert das ultraschnelle optische Schalten mit resonanter Anregung an den in der Regel viel zu langen Band-Band Rekombinationszeiten von angeregten Ladungsträgern in herkömmlichen Halbleiterstrukturen. Ultraschnelles Schalten kann jedoch realisiert werden, sofern eine hohe Dichte an Zuständen in der Bandlücke zur Verfügung gestellt werden, die dazu führen, dass angeregte Ladungsträger sehr schnell in diese Zustände relaxieren. Untersuchungen, inwieweit dies durch GaInAs/AlInAs Mehrfach-Quantenfilm Strukturen (MQWs), welche mittels Molekularstrahlepitaxie bei niedrigen Wachstumstemperaturen abgeschieden werden (LT MBE), ermöglicht wird, werden in dieser Arbeit in Kapitel 5 vorgestellt und diskutiert.



---

Eine weitere Möglichkeit, ultrakurze Relaxationszeiten in MQW Strukturen zu realisieren, liegt in der Nutzung der Intersubband Anregung von Ladungsträgern. Intersubband Relaxationszeiten sind um Größenordnungen niedriger, als die Band-Band Rekombination in herkömmlichen Halbleiterstrukturen. Die Anwendung als optische Schalter für die Glasfaser gestützte Telekommunikation legt jedoch die Wellenlänge auf  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  fest und setzt somit Materialsysteme voraus, in denen sich ein energetischer Abstand von Subbändern von 0,8 eV realisieren lässt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Materialsystem GaInAs/AlAsSb, welches eine Leitungsbanddiskontinuität von ca. 1,6 eV aufweist, hinsichtlich des Einflusses der Wachstumsparameter auf strukturelle und optische Eigenschaften von MQW Strukturen mit Quantenfilmdicken einiger Monolagen (ML) untersucht. Anhand des Vergleichs von Intersubband Absorptionsspektren mit 8 Band  $k \cdot p$  Berechnungen wird der Einfluss der Grenzflächenqualität auf die energetische Lage der Subbandniveaus, auf die Wellenfunktionen und Übergangsmatrixelemente in Kapitel 7 untersucht und die Realisierbarkeit von  $1,55 \mu\text{m}$  Intersubband-Übergängen eruiert.

Intersubband Übergänge sind auch die Grundlage von Quantenkaskadenlasern (QCLs). Diese relativ neue Art von Halbleiterlasern basiert auf der Emission von Licht aufgrund von Intersubbandrelaxation. Dadurch ist die Emissionswellenlänge nicht wie bei herkömmlichen Halbleiterlasern im Wesentlichen durch die Bandlücke festgelegt, sondern kann durch das Design der Heterostrukturen bestimmt werden. Obwohl eine rasante Entwicklung von QCLs hinsichtlich Wellenlängenbereich, maximaler Arbeitstemperatur und Leistung zu beobachten ist und Anwendungen für die Freistrahlinformationsübertragung, Umweltanalytik und medizinische Diagnose realisiert werden konnten, gibt es bislang sehr wenige Experimente, welche die Physik dieser Laser während des Betriebes untersuchen. Aus diesem Grunde wurden Messungen der spannungsabhängigen Interband Transmission von QCLs im gepulsten Betrieb durchgeführt und die experimentellen Ergebnisse anhand von 8 Band  $k \cdot p$  Berechnungen interpretiert (Kapitel 6).

Ein kurzer Überblick über den aktuellen Wissensstand auf den Gebieten von LT Halbleitermaterialien, Spektroskopie von QCLs und kurzwelligen Intersubbandübergängen wird in Kapitel 2 gegeben. In Kapitel 3 wird auf die Herstellung von LT Halbleiter Strukturen und Sb-haltigen Heterostrukturen mittels MBE eingegangen. Kapitel 4 gibt einen Überblick über Femtosekunden Lasersysteme und Messplätze, welche Basis für die Untersuchung von LT Halbleitern und QCLs waren. In Kapitel 8 werden die Erkenntnisse aus den vorangegangenen Kapiteln in kurzer Form zusammengefasst.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für die Interpretation von Messergebnissen an LT Halbleitern, Quantenkaskadenlasern und Sb-haltigen MQW Struk-

turen eine 8-Band  $k \cdot p$  Methode verwendet, sodass die Wechselwirkungen zwischen den jeweils zweifach Spin-entarteten Leitungsband, Leichtlochband, Schwerlochband, und dem Spin-Bahn Abspaltungsband eines III-V Halbleiters der Zinkblende Struktur direkt berechnet wurden<sup>9,10</sup>. Der Einfluss von höher gelegenen Bändern wurde über die Näherung nach Luttinger und Kohn berücksichtigt<sup>11</sup>. Des Weiteren wurden die Auswirkungen einer Verspannung der Halbleiterschichten parallel zu den Grenzflächen durch eine Erweiterung der  $k \cdot p$  Methode nach Pikus und Bir berücksichtigt<sup>12</sup>. Um Dispersionsbeziehungen und Wellenfunktionen von Heterostrukturen berechnen zu können, wurde ein Verfahren gewählt, welches von Baraff und Gershoni etabliert wurde<sup>13,14</sup>. Dieses kann auf niederdimensionale Halbleiterstrukturen wie Quantenfilme, Quantendrähte oder Quantenpunkte angewendet werden und basiert auf einer diskreten Fourier Entwicklung der Eigenfunktionen. Die hieraus berechneten Absorptionslinien wurden mit einer empirischen Verbreiterung modifiziert, um sie an die experimentellen, aufgrund von Steumechanismen aufgeweiteten Linienbreiten anzupassen. Diese Aufweitung wurde durch eine Faltung des Absorptionsspektrums mit einer Verbreiterungsfunktion realisiert. Die diesen Berechnungen zugrunde liegenden materialcharakteristischen Parameter sind einem Übersichtsartikel von Vurgaftman et al.<sup>15</sup> entnommen.

# Kapitel 2

## Wissensstand

Im Folgenden wird der Kenntnisstand der behandelten Thematiken, auf dem diese Arbeit aufbauen konnte, vorgestellt. Es werden zunächst Eigenschaften von Halbleitern, welche bei reduzierten Wachstumstemperaturen abgeschieden wurden, vorgestellt. Es schließt sich ein Überblick über die Entwicklung von Quantenkaskadenlasern und durchgeführte Experimente zur Bestimmung von Ladungsträgerverteilungen in diesen Lasern an und abschließend wird ein Überblick über Arbeiten zu kurzwelligen Intersubbandübergängen in Vielfachquantenfilmstrukturen gegeben.

### 2.1 LT-Halbleitermaterialien

Typische Substrattemperaturen während der Molekularstrahlepitaxie von Arseniden bewegen sich im Bereich von etwa 500°C bis 650°C. Diese Wachstumstemperaturen führen zur Abscheidung von stöchiometrischen Halbleiterschichten, d.h. dass gleich viele Arsen Atome wie Gruppe-III Atome im Kristallgitter eingebaut werden. Werden jedoch sehr viel niedrigere Wachstumstemperaturen, im Bereich von etwa 100°C bis 250°C, angewandt, kommt es zum Einbau von über 50 % Arsen in der Halbleiterschicht. Dieses Überschuss As kann in GaAs bis ca. 1,5 %<sup>16</sup> und in GaInAs ungefähr 0,5 %<sup>17</sup> bei einkristallinen Halbleiterschichten betragen (vgl. Tab. 2.1, 2.2). Die thermische Behandlung von LT-Arseniden führt zur Umverteilung von Überschuss As und damit zur Bildung einer hoch qualitativen III-V Matrix, die Arsen Cluster kristalliner Struktur enthält. Das Kristallgitter der Arsen Cluster in LT-GaAs wurde von M. R. Melloch et al.<sup>18</sup> als hexagonal und von J. Gebauer et al.<sup>19</sup> als rhombohedral identifiziert. Die Gesamtenergie dieses zwei-Phasen-Systems wird durch das Anwachsen der As Cluster und die damit verbundene Reduktion der Dichte der Cluster während des Ausheilens

reduziert, da hierbei die gesamte Grenzfläche zwischen Cluster und Matrix verkleinert wird<sup>20</sup>. Hinsichtlich der Verwendung von LT-GaAs in Bauelementen, wie z.B. Feldeffekt-Transistoren (FET)<sup>21–23</sup> oder Halbleiterlasern<sup>24,25</sup>, ist interessant, dass dieses Material unbehandelt einen spezifischen Widerstand in der Größenordnung von  $10^2 - 10^5 \Omega \text{ cm}$  aufweist und nach einer thermischen Behandlung sehr viel hochohmiger wird ( $10^7 - 10^8 \Omega \text{ cm}$ )<sup>26,27</sup>. Hierfür gibt es zwei ergänzende Erklärungsmodelle. Hinsichtlich des unbehandelten LT-GaAs geht man von sich gegenseitig kompensierenden Punktdefekten aus. So wurde unter verschiedenen Wachstumsbedingungen festgestellt, dass die einfach positiv geladenen  $\text{As}_{\text{Ga}}^+$  Antistrukturdefekte von dreifach negativ geladenen  $\text{V}_{\text{Ga}}^{3-}$  Fehlstellen kompensiert werden, deren Konzentration gerade ein Drittel der Konzentration von  $\text{As}_{\text{Ga}}^+$  ausmacht<sup>19,28</sup>. Im Falle von ausgeheiltem LT-GaAs wird der sehr hohe spezifische Widerstand dadurch erklärt, dass die As-Cluster als metallischen Anhäufungen in der umgebenden Halbleitermatrix als Schottky-Barriere betrachtet werden können<sup>29</sup>. Durch den Einbau einer ausreichenden Dichte von As Anhäufungen kann erreicht werden, dass die Verarmungszonen dieser Schottky-Barrieren überlappen und LT-GaAs dadurch hochohmig wird. Die Dichte und Größe der As Cluster kann zum einen durch die Wachstumstemperatur und zum anderen durch die Ausheilparameter eingestellt werden. Mit abnehmender Wachstumstemperatur steigt die Konzentration an Überschuss As und damit auch die Dichte und Größe der As Ablagerung nach dem Tempern der LT Proben<sup>30</sup>. Weiterhin vergrößert sich mit zunehmender Ausheiltemperatur das Volumen der As-Cluster und deren Dichte nimmt ab. Wird die Ausheiltemperatur zu hoch gewählt, übersteigt der Abstand zwischen den Clustern die Ausdehnung der Verarmungszonen und das Material wird elektrisch leitend<sup>31</sup>.

Die Umverteilung von Überschuss As während der Temperung zu As Clustern in Heterostrukturen wurde an verschiedenen Materialsystemen und Dotierungsprofilen untersucht. M. N. Chang et al. kommen zu dem Schluss, dass die Clusterbildung vor allem durch eine hohe Konzentration von Gitterleerstellen und Antistrukturdefekten begünstigt würde und daher in Heterostrukturen in dem Material, das den niedrigsten Schmelzpunkt aufwies, die höchste Clusterkonzentration aufzufinden wäre. Aus dem gleichen Grunde wären in p-typ LT-GaAs eine höhere Konzentration von As Clustern in TEM Aufnahmen nachweisbar, als in undotiertem und n-typ LT-GaAs<sup>39</sup>. Zu ähnlichen Ergebnissen kommen Ibbetson et al.<sup>40</sup>. Sie beobachteten zwar eine höhere Dichte von As Anhäufungen in n-typ als in p-typ LT-GaAs, allerdings haben die Cluster im p-typ LT-GaAs einen größeren Durchmesser, was letztendlich zu einem Unterschied im Volumenanteil des As, welches in Clustern gebunden ist, von p-typ zu n-typ von einer Größenordnung ausmache. Dagegen beobachten M. R. Melloch et al. in vergleichbaren Strukturen eine Häufung von

LT-GaAs	LT-GaInAs
elektrische Eigenschaften bei RT ( $T_g$ )	
<b>hochohmig</b> unbehandelt: $\rho = 10^5 \Omega cm$ ( $210^\circ C$ ) <sup> 27</sup> getempert: $\rho = 10^8 \Omega cm$ ( $210^\circ C$ ) <sup> 27</sup>	<b>leitend</b> unbehandelt: $n = 1 \cdot 10^{18} cm^{-3}$ ( $100^\circ C$ ) <sup> 32</sup> getempert: $n = 4 \cdot 10^{17} cm^{-3}$ ( $150^\circ C$ ) <sup> 33</sup>
Gitteraufweitung ( $T_g$ )	
1000 ppm ( $200^\circ C$ ) <sup> 16</sup>	440 ppm ( $100^\circ$ ) <sup> 33</sup>
Überschuss-As ( $T_g$ )	
1-1,5 % ( $200^\circ C$ ) <sup> 16</sup>	0,4% ( $150^\circ C$ ) <sup> 17</sup> 1,0 % ( $150^\circ C$ ) <sup> 34</sup> 2,0 % ( $100^\circ C$ ) <sup> 35</sup>
Gitterfehlstellen ( $T_g$ )	
unbehandelt: $[As_{Ga}^0] = 1 \cdot 10^{20} cm^{-3}$ ( $210^\circ C$ ) <sup> 36,37</sup> $[As_{Ga}^+] = 1 \cdot 10^{18} cm^{-3}$ ( $210^\circ C$ ) <sup> 36</sup> $[V_{Ga}] = 2 \cdot 10^{18} cm^{-3}$ ( $200^\circ C$ ) <sup> 19</sup> getempert: $[V_{Ga}] \leq 10^{16} cm^{-3}$ ( $200^\circ C$ ) <sup> 19</sup>	unbehandelt: $[As_{In,Ga}] = 3 \cdot 10^{19} cm^{-3}$ ( $240^\circ C$ ) <sup> 38</sup>
energetische Lage der Störstellen	
unbehandelt: $E_{VB} + 300 meV$ <sup> 16</sup>	$E_{act} = 32 meV$ <sup> 32</sup>

Tabelle 2.1: Materialeigenschaften von LT-GaAs und LT-GaInAs.

As Clustern in n-typ LT-GaAs Schichten und eine dem gegenüber wesentlich geringere Konzentration von Clustern in p-typ LT-GaAs schichten. (Auf einen entscheidenden Unterschied in der Größe der As Cluster kann aufgrund der abgebildeten TEM Aufnahmen nicht geschlossen werden und wird auch nicht erwähnt.) Desweiteren könne man die Clusterbildung durch eine hohe p Dotierung von  $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  gänzlich unterdrücken. Eine mögliche Erklärung sei, dass die Clusterbildung die Konzentration an  $\text{As}_{\text{Ga}}^+$  Antistrukturdefekten erniedrige und diese Defekte dann weniger zur Kompensation der p Dotierung beitragen könnten. Die Folge wäre eine Verschiebung des Fermi-niveaus zum Valenzband. Der hiermit verbundene Energieaufwand überstiege die durch die Clusterbildung freiwerdende Energie<sup>31</sup>.

Auch in LT GaInAs wurden As Cluster in ausgeheilten Proben gefunden. Allerdings muss die Ausheiltemperatur beim Kurzzeitempern ( $t \approx 30 \text{ s}$ ) mindestens  $550 \text{ }^\circ\text{C}$  betragen und daher müssen geeignete Vorkehrungen getroffen werden, um inkongruentes Verdampfen der In-haltigen Schichten zu vermeiden<sup>17,47</sup>.

Ein wesentlicher Unterschied zum LT-GaAs besteht in der hohen Leitfähigkeit von LT-GaInAs. Diese bleibt, wie auch beim LT-InP, selbst nach einer thermischen Behandlung erhalten. Die hohe Leitfähigkeit beruht auf einer mit abnehmenden Wachstumstemperatur stark zunehmenden Konzentration an freien Elektronen ( $n = 1.8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  @  $T_g = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ <sup>33</sup>;  $n = 1.0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  @  $T_g = 125 \text{ }^\circ\text{C}$ <sup>35</sup>). Wird LT-GaInAs mit Be p-dotiert, lässt sich unterhalb einer Wachstumstemperatur von  $260 \text{ }^\circ\text{C}$  an unbehandelten Proben keine elektrische Aktivierung von Be nachweisen. Dagegen wird eine partielle Aktivierung von Be und damit ein Absenken der durch das LT Wachstum hervorgerufenen freien Elektronenkonzentration beobachtet, sofern die LT GaInAs Proben getempert werden.<sup>33</sup>

Theoretische Modelle für das Wachstum bei niedrigen Temperaturen wurden entwickelt, welche die experimentell beobachtete  $T_g$ -abhängige Dämpfung von RHEED Oszillationen während der Epitaxie von GaAs<sup>48,49</sup> erklären können. Diese basieren auf der Verstärkung der Oberflächendiffusion von adsorbiertem Ga aufgrund von As, welches bei niedrigen Oberflächentemperaturen vermindert desorbiert wird<sup>50-52</sup>. Wird dieses Modell durch die Berücksichtigung von Ehrlich-Schwoebel Barrieren<sup>53,54</sup>, welche die Abwärtsbewegung von adsorbierten Atomen an Plateaukanten anisotrop erschweren, erweitert, so kann die Morphologie von LT-GaAs exakt simuliert werden<sup>52</sup>.

As Antistrukturdefekte, bzw. As Cluster ermöglichen als Zustände in der Bandlücke den schnellen Einfang angeregter Ladungsträger bzw. wirken als nichtstrahlende Rekombinationszentren. Neben der LT MBE gibt es noch die folgenden weiteren Verfahren, Zustände in der Bandlücke zu erzeugen und die Relaxations- bzw. Rekombinationszeit zu verkürzen: Proton-<sup>55</sup> und Io-

LT-AlInAs	LT-InP
elektrische Eigenschaften bei RT ( $T_g$ )	
<b>hochohmig</b> unbehandelt: $\rho = 2,7 \cdot 10^6 \Omega cm (100^\circ C)  ^{42}$ $n = 1,0 \cdot 10^{18} cm^{-3} (100^\circ C)  ^{32}$ getempert: $\rho = 1,0 \cdot 10^8 \Omega cm (100^\circ C)  ^{42}$	<b>leitend</b> $n = 3,6 \cdot 10^{18} cm^{-3} (265^\circ C)  ^{41}$
Überschuss-(As,P) ( $T_g$ )	
3,8 % (200°C)   <sup>43</sup> 1,4 % (100°C)   <sup>42</sup>	1,0 % (170°C)   <sup>44</sup> 3,0 % (240°C)   <sup>26</sup>
Gitterfehlstellen ( $T_g$ )	
	unbehandelt: $[V_{In}] = 10^{18} - 10^{19} cm^{-3}  ^{44}$
energetische Lage der Störstellen	
unbehandelt: $E_{act} = 326 meV  ^{45}$ $E_{act} = 557 meV  ^{45}$	unbehandelt: $E_{act} = 102 meV  ^{46}$ $E_{LB} + 120 meV  ^{41}$ $E_{LB} - 230 meV  ^{41}$ $E_{LB} - 530 meV  ^{41}$ getempert: $E_{act} = 45 meV  ^{46}$

Tabelle 2.2: Materialeigenschaften von LT-AlInAs und LT-InP.

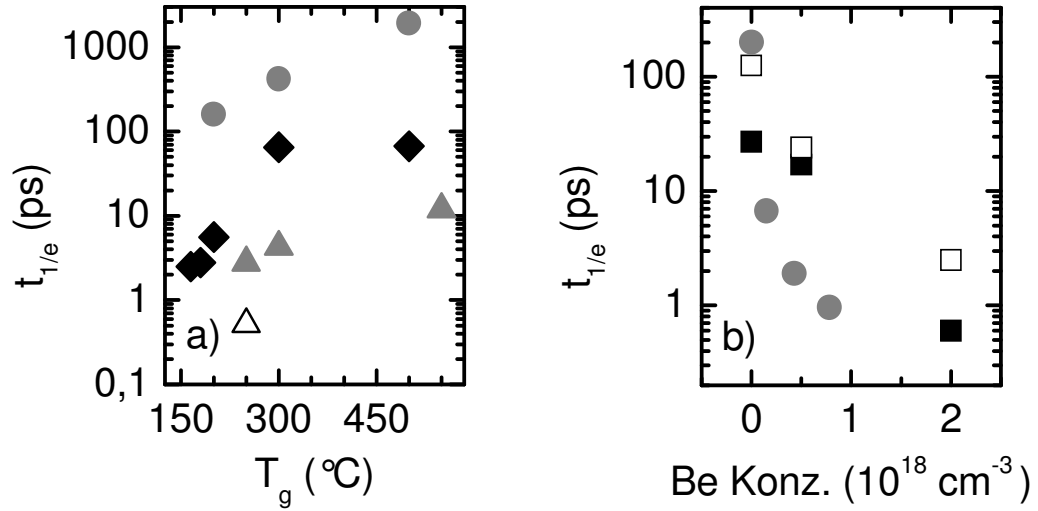


Abbildung 2.1: Überblick über Abklingzeiten, welche durch Messungen der differentiellen Transmission in Abhängigkeit von Wachstumstemperatur (a) und Be Konzentration (b) bestimmt wurden. Offene (volle) Symbole beziehen sich auf Proben, die (nicht) thermisch behandelt wurden. Diese Werte wurden den folgenden Veröffentlichungen entnommen: Quadrate: S. E. Ralph et al.<sup>72,73</sup>, Kreise: R. Takahashi et al.<sup>77</sup>, Rauten: S. Gupta et al. (LT-GaInAs Volumenschichten, Anregungswellenlänge: 835 nm)<sup>84</sup>, Dreiecke: B. C. Tousley et al. (LT-GaInAs Volumenschichten)<sup>85</sup>.

nenimplantierung<sup>56</sup>, Fe Dotierung<sup>57–59</sup> und das Wachstum von optisch nicht aktiven ErAs Clustern (vergleichbar dem Wachstum von Quantenpunkten) in GaAs oder GaInAs<sup>60–63</sup>.

Während viele zeitaufgelöste Untersuchungen an LT GaAs<sup>64–71</sup> in der Literatur zu finden sind, gibt es nur wenige Arbeiten zu zeitaufgelösten optischen Messungen an LT GaInAs bzw an LT GaInAs /AlInAs MQW Strukturen. Diese wurden hauptsächlich von S. E. Ralph und D. McInturff et al.<sup>72–76</sup> (Emory University, Atlanta und Purdue University, Lafayette, USA) und R. Takahashi und Mitarbeiter<sup>77–83</sup> (NTT Opto-electronics Laboratories, Japan) durchgeführt, wobei sich letztgenannte Arbeiten auf optische Bauelemente, welche Be dotierte LT GaInAs /AlInAs MQWs als sättigbaren Absorber beinhalten, konzentrieren. Ergänzt werden diese Ergebnisse von zeitaufgelösten Messungen an LT GaInAs Volumenschichten von S. Gupta<sup>84</sup>, B. C. Tousley<sup>85</sup> und C. Baker et al. (auf GaAs Substraten)<sup>86</sup>.

Ein Überblick über Ergebnisse aus zeitaufgelösten Messungen der differentiellen Transmission dieser Veröffentlichungen wird in Abb. 2.1 dargestellt. Die



Abhängigkeit der Abklingzeit wird in Abb. 2.1.a als Funktion der Wachstumstemperatur (nominell undotierte Schichten) und in Abb. 2.1.b als Funktion der Be Konzentration ( $T_g = 200\text{-}210^\circ\text{C}$ ) dargestellt. Die große Streuung der Messwerte in Abb. 2.1 ist zum einen auf Unterschiede bei der Epitaxie der Proben (z.B. V/III Flussverhältnis, Verspannung bzw. Relaxation) und zum anderen auf unterschiedliche Messbedingungen (z.B. Anregungsenergiedichte und Anregungswellenlänge) zurückzuführen. Ein Vergleich von einzelnen Messwerten unterschiedlicher Arbeiten kann daher nicht angestellt werden. Den Abbildungen kann jedoch entnommen werden, dass Abklingzeiten tendenziell mit abnehmenden Wachstumstemperaturen und ansteigender Be Dotierung kürzer werden. Die beobachtete Abnahme der Abklingzeit bei Reduktion der Wachstumstemperatur wird i. Allg. auf eine Zunahme an Überschuss As, welches auf Gruppe III Gitterplätzen eingebaut wird und elektronisch als schnelle Elektronenfall betrachtet wird, zurückgeführt. Die Verkürzung der Abklingzeit, welche mit zunehmender Be Dotierung beobachtet wird, wird entweder durch  $As_{III} - Be_{III}$  Komplexe und/oder durch Kompensation und entsprechende Verschiebung des Fermi Niveaus erklärt (s. Abschnitt 5.1.2, 5.5).

## 2.2 Quantenkaskadenlaser

In der Literatur findet sich eine Reihe von Übersichtsartikeln, welche die Entwicklung von Quantenkaskadenlasern hervorragend beschreiben<sup>87–90</sup>. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über Meilensteine der Entwicklung und neuere Konzepte dieser unipolaren Laser gegeben werden. Der aktuelle Stand der Diskussion bzgl. Ladungsträgerverteilungen und Streumechanismen einschließlich experimenteller Untersuchungen wird abschließend vorgestellt.

### 2.2.1 Entwicklung und neue Konzepte

Das grundlegende Konzept des Quantenkaskadenlasers (QCL) wurde schon 1971 von Kazarinov und Suris vorgeschlagen<sup>91</sup>. Aufgrund des komplexen Schichtaufbaus und den damit verbundenen hohen Anforderungen an die Materialqualität dauerte es 23 Jahre, bis der erste QCL realisiert wurde<sup>92</sup>. Ein wichtiger Schritt, die Inversion der Ladungsträgerdichten auch bei Raumtemperatur sicher zu stellen, lag in der Verkürzung der Verweildauer von Ladungsträgern im unteren Laserniveau. Dies wurde realisiert, indem ein oder zwei weitere Zustände jeweils mit einem Energiedifferenz einer LO Phononenenergie erzeugt wurden, bzw, diese Phononenresonanzen durch ein Mi-

niband ersetzt wurden<sup>93,94</sup>. Eine weitere entscheidende Voraussetzung zur Realisierung von Dauerstrich-Betrieb bei Raumtemperatur lag in der effizienten Abführung der entstehenden Wärme. Diese Voraussetzung konnte durch die Anfertigung von vergrabenen QCL Strukturen erfüllt werden<sup>95</sup>. Durchstimmbare einmodig emittierende QCLs konnten in Form von DFB-Lasern (distributed feedback laser) realisiert werden<sup>96</sup>. Die Durchstimmbbarkeit von QCLs kann bei Verwendung von externen Resonatoren noch erweitert werden.<sup>97,98</sup>

Als weitere Meilensteine in der Entwicklung von QCLs sind die interne Erzeugung der zweiten Harmonischen<sup>99</sup> und die Realisierung von langwelligen ( $\lambda > 100 \mu\text{m}$ ) Intersubbandlasern (THz-QCLs) zu nennen<sup>100,101</sup>.

Damit erstreckt sich nunmehr der Wellenlängenbereich, der durch Quantenkaskadenlaser abgedeckt werden kann, von einer Emissionswellenlänge von  $3,4 \mu\text{m}$  in hoch verspannten AlInAs/GaInAs QCLs<sup>102</sup> bis  $141 \mu\text{m}$  in GaAs basierenden THz QCLs<sup>101</sup>. Das technische Anwendungspotential von QCLs wurde in den Bereichen Umweltanalytik<sup>98,103</sup>, medizinische Diagnose<sup>104</sup> und Freistrahlinformationsübertragung<sup>105,106</sup> demonstriert.

### 2.2.2 Ladungsträger-Verteilung im QCL

Trotz dieser massiven technologischen Fortschritte, gibt es noch ungeklärte physikalische Aspekte bzgl. der Funktionsweise dieser Laser. Unklar ist beispielsweise, welche Auswirkung die verschiedenen Streumechanismen auf den Ladungsträgertransport und die Verstärkung haben oder aber welche Verteilungsfunktionen die Ladungsträgerdichten beschreiben. Unterschiedliche Herangehensweisen und Ergebnisse können exemplarisch wie folgt aufgelistet werden:

- Lee und Wacker benutzten eine Quantentransport Theorie, die auf Nichtgleichgewicht-Greensche Funktionen basiert. Die daraus berechneten  $U(I)$  Kennlinien von QCLs und deren Schwellstromdichte korrelieren gut mit den experimentellen Daten. Die ermittelten Ladungsträgerdichten werden nicht durch eine thermische Verteilung beschrieben.<sup>107</sup>
- Bei der Berechnung der Relaxationskinetik in QCLs gehen Slivken und Mitarbeiter von einer stufenförmigen Verteilungsfunktion der Elektronen in den Subbändern aus<sup>108</sup>.
- Iotti und Rossi verwendeten eine Monte Carlo Methode, um die Elektron-Elektron und Elektron-Phonon Streuung in QCLs zu simulieren. Diese Rechnungen resultieren in thermischen Elektronenverteilungen,

welche je nach Subband durch eine Temperatur zwischen 600 und 750K (bei einer Gittertemperatur von 77K) charakterisiert werden<sup>109</sup>. Ebenso führen die Berechnungen von Kalna und Mitarbeitern zu thermischen Verteilungen von Elektronen, wobei die Verteilungsfunktion jedes Subbands durch eine eigene Temperatur charakterisiert wird<sup>110</sup>.

- Durch Auswertung von Elektrolumineszenz Spektren speziell konzipierter Übergitter-QCLs bestimmten Troccoli und Mitarbeiter die Temperatur der Elektronenverteilung im oberen Miniband der aktiven Zone zu  $T > 200$  K (bei einer Gittertemperatur von 15K)<sup>111</sup>.
- P. Harrison und Mitarbeiter berechneten die Elektron-Elektron und Elektron LO-Phonon Streuung in QCL Strukturen und kamen zu dem Ergebnis, dass die Elektronenverteilung in jedem Subband durch eine Temperatur beschrieben werden kann und darüber hinaus diese Temperatur in jedem Subband die gleiche ist. Diese Temperatur übersteigt die Gittertemperatur deutlich und steigt mit der elektrischen Feldstärke an<sup>112–117</sup>.
- Wilson und Mitarbeiter untersuchten die Photolumineszenz und Inter-subband-Elektrolumineszenz einer Quantenkaskadenstruktur in Abhängigkeit von der angelegten Spannung und konnten hierbei die Umverteilung von Elektronen über die einzelnen Quantenfilme der aktiven Zone und des Injektors nachverfolgen<sup>118</sup>. Ähnliche Photolumineszenz Messungen an einer undotierten Quantenkaskadenstruktur in Abhängigkeit von der Feldstärke wurden von Schrottke und Mitarbeitern durchgeführt. Hierbei wurden Elektronen erst ab einer kritischen angelegten Spannung in der aktiven Zone nachgewiesen<sup>119,120</sup>.

Die bisher aufgeführten Experimente wurden nicht an funktionierenden Bauelementen durchgeführt. Aufgrund der hohen Stromdichten, die während der Laseremission in einem QCL vorherrschen, sind daher diese Ergebnisse nicht unmittelbar auf Quantenkaskadenlaser übertragbar. Experimente, welche tatsächlich an QCLs im laufenden Betrieb durchgeführt werden konnten, beschränkten sich auf die Messung der Elektrolumineszenz<sup>121</sup> und auf Untersuchungen von QCLs in starken Magnetfeldern<sup>122–125</sup>. Im Rahmen dieser Arbeit wurden erstmals Interband-Transmissionsmessungen an Quantenkaskadenlasern im gepulsten Betrieb durchgeführt (s. Abschnitt 4.3). Die auf diese Weise gewonnenen experimentellen Ergebnisse konnten durch den Vergleich mit 8 Band k-p Näherungsrechnungen erklärt werden (Kapitel 6).

## 2.3 Kurzwellige Intersubbandübergänge

Nur wenige Materialsysteme weisen eine Leitungsbanddiskontinuität auf, welche für Intersubbandübergänge der Wellenlänge  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  ausreichend ist und die damit optisches Schalten in dem für die Glasfaser gestützte Telekommunikation relevanten Wellenlängenbereich prinzipiell ermöglichen. Arbeiten an optischen Intersubband Schaltern in diesem Wellenlängenbereich und an kurzwellig emittierenden Quantenkaskadenlasern werden im Folgenden vorgestellt.

### 2.3.1 Kurzwellige rein optische Intersubband Schalter

Der internationale Stand der Arbeiten zum ultraschnellen optischen Schalten bei  $\lambda \sim 1,55 \mu\text{m}$  basierend auf Intersubbandübergänge in den Materialsystemen Al(Ga)N/ GaN<sup>126–139</sup>, BeTe/ ZnSe/ CdS<sup>140–145</sup> und AlAsSb/ AlAs/ GaInAs<sup>145–172</sup> wird nachstehend vorgestellt. Die Intersubband-Relaxationszeit hängt von charakteristischen Materialparameter wie LO-Phononenenergie, effektive Massen und dielektrische Konstanten ab. Dementsprechend wird eine Tendenz zunehmender Relaxationszeiten vom AlGaIn/GaN Materialsystem zum AlAsSb/AlAs/GaInAs Materialsystem erwartet<sup>145</sup>.

#### AlGaIn/ GaN Quantenfilm Strukturen

Al(Ga)N/ GaN Heterostrukturen müssen auf Saphir oder SiC Substrate abgeschieden werden, da gitterangepasste Substrate nicht verfügbar sind. Dadurch lässt sich die relativ hohe Defektdichte in diesen Heterostrukturen erklären. Im Vergleich zum AlAsSb/ GaInAs Materialsystem, zeichnet sich das AlGaIn/ GaN Materialsystem durch große effektive Massen aus. Dies hat zur Folge, dass von ultra-schneller Intersubbandrelaxation ( $\sim 100 \text{ fs}$  für  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ <sup>131</sup>) ausgegangen wird. Zum anderen müssen sehr dünne Quantenfilme für eine Intersubband-Übergangswellenlänge von  $1,55 \mu\text{m}$  und bei gekoppelten Quantenfilmen sehr dünne Barrieren, um eine ausreichende Tunnelwahrscheinlichkeit sicher zu stellen, implementiert werden. Des Weiteren müssen starke intrinsische elektrische Felder aufgrund des piezoelektrischen Effekts und aufgrund von spontaner Polarisierung in AlGaIn/ GaN Heterostrukturen berücksichtigt werden<sup>173</sup>. Die Leitungsbanddiskontinuität beträgt für AlN/ GaN Grenzflächen  $2 \text{ eV}$ <sup>130</sup>. Intersubband-Absorption wurde in  $1,3 \text{ nm}$  dünnen Quantenfilmen bei einer Wellenlänge von  $1,52 \mu\text{m}$  mit einer Halbwertsbreite von  $124 \text{ meV}$  gemessen<sup>174</sup>. Die Abklingzeit der differentiellen Transmission wurde in diesen Quantenfilmen zu  $330 \text{ fs}$  bestimmt. Diese kann durch die Verwendung von gekoppelten Quantenfilmen (Quantenfilme der Di-

cke 1,2 und 2,0 nm, getrennt durch 1,0 nm dicke AlGa<sub>N</sub> Barrieren) auf 250 fs verkürzt werden<sup>137</sup>. Rein optische Modulation mit einem Zeitfenster von 230 fs wurde in einer Wellenleiterstruktur mit einem Extinktionsverhältnis von 10 dB bei einer Pulsenergie von 150 pJ demonstriert<sup>126,127</sup>. Problematisch bei der Epitaxie von AlGa<sub>N</sub>/ Ga<sub>N</sub> Heterostrukturen ist die starke Neigung zur Rissbildung aufgrund der intrinsischen Fehlanpassung des Materialsystems<sup>175</sup>.

#### **BeTe/ ZnSe/ CdS Quantenfilm Strukturen**

Das aus den binären II-VI Halbleitern bestehende ZnSe/ BeTe (Typ II) Materialsystem weist ebenfalls eine hohe Leitungsbanddiskontinuität (2,2 eV<sup>176</sup>) auf. Mittels photoinduzierter Absorption wurde in ZnSe(4,5 ML)/ BeTe(14 ML) MQW Strukturen Intersubbandabsorption bei einer Wellenlänge von 1,6  $\mu\text{m}$  mit einer Halbwertsbreite von 120 meV nachgewiesen<sup>140</sup>. Zeitaufgelöste differentielle Absorptionsmessungen ergaben kurze Abklingzeiten (200-300 fs) für relativ breite Quantenfilme ( $> 8$  ML) und lange Abklingzeiten (einige ps) für dünne Quantenfilme. Dies wurde durch einen indirekten Übergang angeregter Ladungsträger ( $\Gamma_{\text{ZnSe}} \rightarrow X_{\text{BeTe}}$ ) erklärt<sup>142</sup>. Dieses Problem lässt sich umgehen, indem das ZnSe durch CdS ersetzt wird, wodurch sich eine Leitungsbanddiskontinuität an der CdS/ BeTe Grenzfläche von 3,1 eV ergibt. Um möglichst abrupte Grenzflächen zu erhalten, werden ZnSe Grenzflächenschichten (1-2 ML) verwendet<sup>141,177</sup>. Die differentielle Transmission wurde in Anrege- Abtastmessungen bei  $\lambda = 1.82 \mu\text{m}$  in einer BeTe/ ZnSe(1ML)/ CdS(3ML)/ ZnSe(1ML)/ BeTe MQW Struktur mit einer Abklingzeit von 270 fs gemessen<sup>141</sup>. Wellenleiterstrukturen, die aus diesem Materialsystem prozessiert wurden, wurden hinsichtlich ihrer polarisationsabhängigen Verluste untersucht<sup>144</sup>. Für eine ähnliche Wellenleiterstruktur wurde in Anrege- Abtast-Messungen ( $\lambda = 1,57/1,63 \mu\text{m}$ ) eine Modulationsdauer von 560 fs gemessen. Diese lag nur unwesentlich über der Zeitauflösung der Messung (Kreuzkorrelation: 550 fs)<sup>143</sup>. Hierbei wurde ein Extinktionsverhältnis von 10 dB bei einer Pulsenergie von 13,3 pJ erreicht<sup>178</sup>.

#### **AlAsSb/ AlAs/ GaInAs Quantenfilm Strukturen**

Die Leitungsbanddiskontinuität im AlAsSb/ GaInAs Materialsystem wurde von Georgiev und Mitarbeitern anhand von Photolumineszenz Messungen zu 1,6 eV bestimmt<sup>179</sup>. Intersubbandabsorption bei 1,9  $\mu\text{m}$  mit einer Halbwertsbreite von 226 meV konnte in einer MQW Probe mit 5 ML dünnen Quantenfilmen nachgewiesen werden<sup>172</sup>. Der Einfluss von AlAs Grenzflächenschichten verschiedener Dicke (0-8 ML) auf die Intersubbandabsorption von

80-periodigen (AlAsSb/ (AlAs)/ GaInAs (2,5 nm)/ (AlAs)/ AlAsSb) Quantenfilmstrukturen wurde von Kasai und Mitarbeitern untersucht<sup>157,167</sup>. Eine Dicke der AlAs Grenzflächenschicht von 2 ML ist ausreichend, um Interdiffusion an der Grenzfläche zu verhindern. Gegenüber einer Probe ohne AlAs Zwischenschicht war die Intersubbandabsorption intensiver und zu höheren Energien verschoben.

In einer AlAsSb/ (2nm GaInAs) MQW Struktur wurde die Relaxation der Ladungsträger, die vom ersten in das zweite Leitungssubband mit einem Lichtpuls der Wellenlänge 1,9  $\mu\text{m}$  angeregt wurden, über die Interbandabsorption bei  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  gemessen. Die Zeitkonstante des Abklingverhaltens ergab sich zu 2,1 ps<sup>150</sup>. Durch Verwendung von gekoppelten Quantenfilmen konnte diese Zeitkonstante reduziert werden. Der zeitliche Verlauf der Intersubbandrelaxation vom vierten in das niedrigste Subbandniveau in einer 80 periodigen symmetrischen Doppelquantenfilmprobe wurde in Wellenleiterstrukturen mittels Anrege-Abtast-Messungen bei einer Wellenlänge von 1,55  $\mu\text{m}$  gemessen. Es wurde ein exponentielles Abklingverhalten mit einer Zeitkonstanten von 685 fs beobachtet. Die Sättigungsintensität der gleichen Struktur wurde durch Transmissionsmessungen in Abhängigkeit von der Pulsenergie zu 51  $\text{MW}/\text{cm}^2$  bestimmt<sup>146</sup>. Optisches THz Schalten bei  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  wurde an einer Wellenleiterstruktur, deren absorbierende Schicht symmetrische Doppelquantenfilme (8 ML GaInAs / 3 ML AlAs / 8 ML GaInAs) enthielt, simuliert. Zu diesem Zweck wurden vier Lichtpulse im zeitlichen Abstand von 1 ps als Signal in den Wellenleiter eingekoppelt. Je nach zeitlichem Versatz eines zusätzlich eingekoppelten Kontrollpulses konnte ausschließlich der entsprechende Signalpuls am Ausgang der Wellenleiterstruktur detektiert werden<sup>180</sup>. Mit der gleichen Wellenleiterstruktur war es möglich, lange Signale (1 ps) durch kurze Kontrollpulse (100 fs) zu komprimieren und zeitlich zu verschieben<sup>181</sup>. Eine tatsächliche Demultiplex-Funktion bei einer Wiederholrate von 10 GHz, wobei jeder Signalpuls wiederum in vier zeitversetzte Pulse aufgeteilt wurde, konnte demonstriert werden<sup>145</sup>.

### 2.3.2 AlAsSb/ GaInAs QCLs

Von den oben aufgeführten Materialsystemen wurde bisher nur das Materialsystem AlAsSb/ GaInAs verwendet, um Quantenkaskadenlaser herzustellen. Auch hier war die Motivation, die große Leitungsbanddiskontinuität auszunutzen, um kürzere Intersubband Wellenlängen zu ermöglichen. Theoretische Arbeiten wurden zu Sb-haltigen QCLs von Susa (aktive Zone AlAsSb/ GaInAs QCLs<sup>182</sup>, Vurgaftman ( AlAsSb/ InAs/ GaSb QCLs auf InAs Substraten<sup>183</sup>) und von Evans (thermische Effekte in AlAsSb/ GaInAs QCLs<sup>116</sup>) geleistet. Die bisher veröffentlichten Ergebnisse von AlAsSb/ GaInAs Quan-

tenkaskadenlasern stammen zum einen vom Fraunhofer Institut für angewandte Festkörperphysik, Freiburg und zum anderen von der Universität Sheffield, UK. Diese sind in Tab. 2.3 zusammengefasst. Emissionswellenlängen von Quantenkaskadenlasern im gepulsten Betrieb bei Raumtemperatur beschränken sich für AlAsSb/ GaInAs QCLs derzeit auf den Bereich von 3,8 bis 4,9  $\mu\text{m}$ .

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	T(K)	$P_{opt}$ (mW/Facette)	$T_0$ (K)	Ref.
<i>Fraunhofer Institut für angewandte Festkörperphysik, Freiburg</i>				
4,5	300K	Elektrolumineszenz		184
4,54	300	750	171	185
4,59	400	30		186
4,9	300	500	169	187
4,9	400	190		188
3,89	300	31	170	189
3,84	300	0,3	130	189
<i>University of Sheffield, UK</i>				
4,1	10K	Elektrolumineszenz		190
5,3	10K	Elektrolumineszenz		
3,1	10K	Elektrolumineszenz		191
4,36	20	230	150	192
4,50	240	0,2		193,194

Tabelle 2.3: *optische Eigenschaften von AlAsSb/ GaInAs QCL Strukturen.*

### 2.3.3 Themen der Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ausschließlich das Materialsystem AlAsSb/GaInAs als Basis für kurzwellige Intersubband-Übergänge untersucht. In Bezug auf die Anwendung in rein optische Schaltern für den relevanten Wellenlängenbereich der Glasfaser gestützten Telekommunikation und auch für die Verwendung des Materialsystems zur Herstellung von Quantenkaskadenlasern, die für kurze Emissionswellenlängen konzipiert sind, sind Schichtdicken im Bereich weniger Monolagen unumgänglich. Je dünner die einzelnen Schichten dieser Vielschichtsysteme epitaktisch abgeschieden werden, desto schwerer wiegt der Einfluss von Fluktuationen der Schichtdicken und lateralen Schwankungen der Zusammensetzung der einzelnen Verbindungshalbleiter. Als eines der ausschlaggebenden Kriterien, inwiefern optische Schalter oder QCLs tatsächlich realisierbar sind, ist demzufolge die Qualität der Grenzflä-

che zu nennen. Somit muss geklärt werden, welche Parameter die Qualität oder Rauigkeit einer Grenzfläche beschreiben und wie sich diese Parameter experimentell ermitteln lassen. Ungeklärt ist auch, inwieweit sich an AlAsSb/GaInAs Grenzflächen lokalisierte Zustände ausbilden. Mozume und Mitarbeiter haben gezeigt, dass die Stabilisierung während Wachstumsunterbrechungen mit As der Stabilisierung mit Sb vorzuziehen ist<sup>160,161,179</sup>. Darauf aufbauend wurde der Einfluss der Wachstumsparameter Wachstumstemperatur, Dauer von Wachstumsunterbrechungen oder V/III Flussverhältnis untersucht und der Einfluss von Interdiffusionsmechanismen, wie In Segregation oder Sb Diffusion evaluiert (Kap. 7). Andererseits stellt sich die Frage, ob eine auf Grenzflächenqualität optimierte Epitaxie auch das Abscheiden von Schichten homogener Zusammensetzung erlaubt, bzw. ob diese für die Herstellung von Vielschichtsystemen praktikabel ist. Für die Entwicklung von Bauelementen, die auf Intersubband Übergängen in dünnsten Quantenfilmen basieren, ist es außerdem notwendig, adäquate Näherungsverfahren für die Berechnung von quantisierten Energieniveaus und Wellenfunktionen an der Hand zu haben. Speziell für die Implementierung in QCL Strukturen, ergeben sich durch die Forderung nach kurzen Emissionswellenlängen ( $< 3 \mu\text{m}$ ) neue Herausforderungen und Fragestellungen an Material- und Grenzflächenqualität.



## Kapitel 3

# Probenherstellung und Charakterisierung

Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten LT Halbleiterproben und Sb-haltigen MQW Proben wurden mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE: molecular beam epitaxy) auf semiisolierenden exakt-orientierten InP Substraten abgeschieden. Für die Erzeugung von dimeren und tetrameren As und Sb Molekularstrahlen standen hierbei großvolumige Crackerzellen zur Verfügung. Zur Dotierung der III/V Halbleiterschichten wurden elementares Si (n-typ) und Be (p-typ) verwendet.

Die bei der LT MBE entscheidende Kontrolle und Regelung der Wachstumstemperatur wurde unter Verwendung eines 2-Kanal Pyrometers in Kombination mit einem sich hinter dem Probenhalter befindlichen Thermoelement durchgeführt, wobei eine Computer gestützte Auswertung und Regelung der Wachstumstemperatur realisiert wurde. Diese Messungen wurden bei der Epitaxie von Sb-haltigen MQW Strukturen durch eine Reflektionsmessung ergänzt, so dass eine emissions-korrigierte pyrometrische Temperaturbestimmung, sowie die Bestimmung der Wachstumsraten in Echtzeit ermöglicht wurden.

Vom LT-GaAs ist bekannt, dass mit zunehmenden V/III Flussverhältnis sowohl die Konzentration des As Antistrukturdefektes  $As_{Ga}$ , als auch die der Ga Leerstelle  $V_{Ga}$  ansteigt.<sup>28,195,196</sup> Der vermehrte Einbau von Antistrukturdefekten  $As_{Ga}$  bei erhöhtem V/III Flussverhältnis wird durch die höhere Konzentration an physisorbiertem As auf der Oberfläche der wachsenden Schicht erklärt<sup>197</sup>. Dieser Strukturdefekt, der im LT-GaAs bis zu einer Konzentration in der Größenordnung von  $1 \cdot 10^{20} cm^{-3}$  vorgefunden wird, wird für die Aufweitung des Kristallgitters verantwortlich gemacht<sup>37</sup>. Vom Auftreten von Zwischengitter Defekten  $As_i$  in vergleichbar hoher Größenordnung wird nicht ausgegangen<sup>198</sup>. Ferner erhöht sich durch Reduzierung des V/III

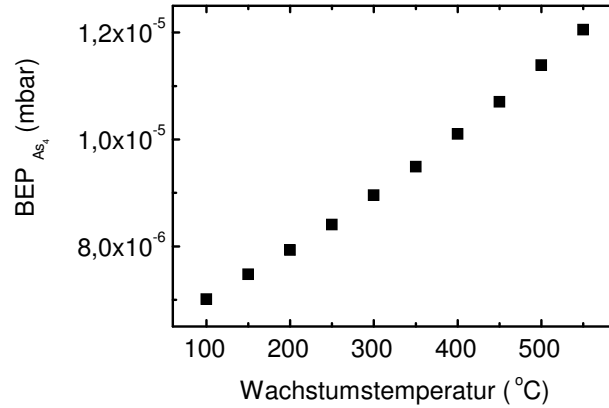


Abbildung 3.1: *Eingestellter As Fluss in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur*

Flussverhältnisses die kritische Schichtdicke, ab der das Wachstum von LT-GaAs nur noch polykristallin oder auch nur amorph von statten geht<sup>199</sup>. Der Zusammenbruch des einkristallinen Wachstums wird ausgelöst durch die Bildung pyramidaler Defekte in hoher Konzentration, welche letztendlich zu polykristallinen säulenförmigen Materialstrukturen führen<sup>200</sup>.

Für alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten LT-Proben wurde der in Abb. 3.1 dargestellte  $T_g$ -abhängige As Fluss verwendet. Dieser liegt zwischen einem sehr niedrigen As-Fluss, welcher bei niedrigen Wachstumstemperaturen eine optimale kristalline Qualität bedingen würde, und dem typischen hohen As-Fluss für normale Wachstumstemperaturen und erlaubt daher eine möglichst hohe Kristallqualität bei gleichzeitig vermehrtem Einbau von Überschuss-As, der die LT Materialien interessant macht.

Weiterhin wurde für alle LT-Proben dieser Arbeit eine Wachstumsrate von ca. 1  $\mu\text{m/h}$  ( $\approx 1$  Monolagen/s) eingestellt. Die Kalibrierung der Dotierkonzentrationen erfolgte mittels Sekundärionenmassenspektroskopie (SIMS), da dieses Messverfahren im Gegensatz zu Hall Messungen unabhängig von der elektrischen Aktivierung der Störstellen ist.

Thermisches Ausheilen konnte zum einen in der MBE Wachstumskammer bei erhöhtem As Angebot bis Temperaturen von ca. 500°C durchgeführt werden. Zum anderen war die Möglichkeit gegeben, höhere Ausheiltemperaturen bis ca. 700°C bei entsprechend hohen Arsin ( $\text{AsH}_3$ ) Flüssen in einem Reaktor für die metallorganische Gasphasenabscheidung (MOCVD: metal organic chemical vapor deposition) einzustellen.

Die Morphologie der abgeschiedenen Proben wurde mittels Interferenzkontrast- und Rasterkraft-Mikroskopie charakterisiert. Die strukturelle Qualität der

---

Proben konnte mittels Röntgenbeugung (Auswertung der symmetrischen (004) Reflexe) untersucht werden. Diese Untersuchungen wurden durch Transmissionselektronenmikroskopie Aufnahmen ergänzt, welche im Rahmen einer Zusammenarbeit mit Herrn M. Kurtzweg und Herrn Dr. R. Schneider (Humboldt Universität, Berlin) angefertigt wurden<sup>201</sup>. Die optischen Eigenschaften der hergestellten Halbleiterstrukturen wurden mittels temperaturabhängigen Photolumineszenz Messungen und spektralen Messungen der Reflektion und Transmission bei Raumtemperatur bestimmt. Fourier-Transform Photostrom Messungen wurden von Dr. J. Tömm (Max-Born-Institut, Berlin) an LT Halbleiterstrukturen durchgeführt, wodurch eine Bestimmung der energetischen Lage von LT-MBE induzierten Störstellen ermöglicht wurde. Die elektrischen Eigenschaften von Halbleiter Heterostrukturen wurden durch Hall Messungen nach der van der Pauw Methode und durch die Sekundärionenmassenspektroskopie bestimmt. Die Messung der statischen Interbandabsorption von Sb-haltigen MQW Strukturen erfolgte in Prismengeometrie und wurde in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. M. Helm (Forschungszentrum Rossendorf, Dresden) durchgeführt.

# Kapitel 4

## Femtosekunden Spektroskopie

In diesem Kapitel werden zunächst Femtosekunden Lasersysteme vorgestellt, die für die zeitaufgelösten Spektroskopie von LT Halbleitermaterialien und stromabhängigen Transmissionsmessungen an Quantenkaskadenlasern im gepulsten Betrieb verwendet wurden. Die Aufbauten zur Messung der differentiellen Transmission bzw. Reflektion werden daran anschließend in eigenen Abschnitten erläutert.

### 4.1 Femtosekunden Lasersysteme

Im folgenden wird Aufbau und Funktionsweise eines Ringfaserlasers und eines regenerativ verstärkten Ti:Saphir Lasers mit nachfolgender parametrischer Verstärkung vorgestellt. Während der Faserring Laser bei einer hohen Repetitionsrate aber geringen Intensität arbeitet, ist letzteres System durch hohe Intensitäten und niedriger Repetitionsrate gekennzeichnet. Die parametrische Verstärkung ermöglicht Durchstimmbarkeit über einen weiten Wellenlängenbereich. Dagegen ist die Emission des Ringfaserlasers um  $1,55\text{ }\mu\text{m}$  zentriert. Beide Lasersysteme wurden für zeitaufgelöste Messungen an LT Halbleiter Proben mittels Anrege-Abtast Experimenten verwendet. Für die Messung der Transmission von Quantenkaskadenlasern wurde ausschließlich ein System mit regenerativer Verstärkung benutzt.

#### 4.1.1 Ringfaserlaser

Eine Vielzahl von zeitaufgelösten Messungen an LT Halbleitermaterialien wurde unter Verwendung eines Femtosekunden-Ringfaserlasers durchgeführt. Abb. 4.1 zeigt eine schematische Darstellung dieses Lasers. Das Kernstück des Lasers bildet ein modengekoppelter Ringoszillator, dessen optisch akti-

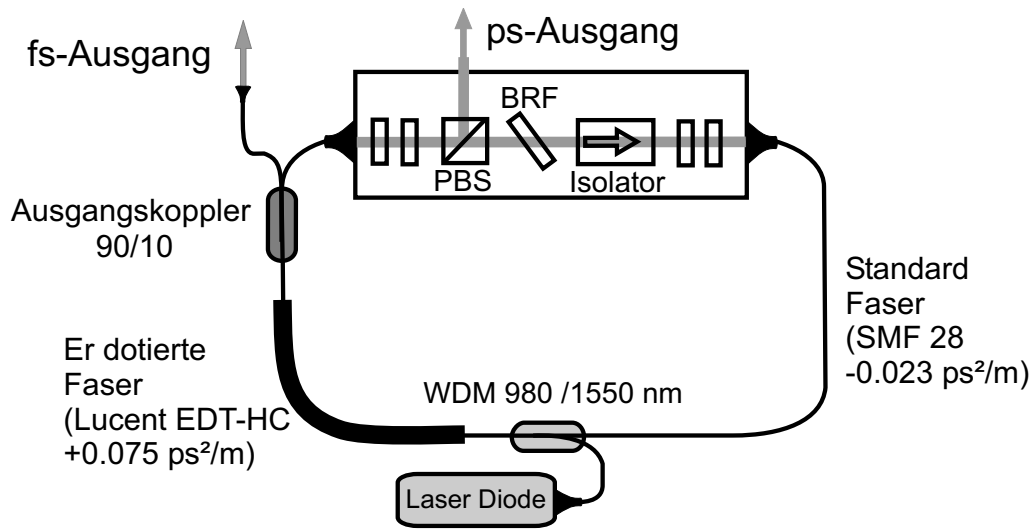


Abbildung 4.1: schematische Darstellung des verwendeten Ringfaserlasers (PBS: Polarisationsstrahlteiler, BRF: Bandunterdrückungsfilter, WDM: Wellenlängenmultiplexer). Die Bezeichnungen und Dispersion der einmodigen Glasfasern sind in Klammern angegeben.

ves Medium eine Erbium dotierte Faser ist. Die Erbium Ionen im Lichtleiter werden über das Pumplicht einer fasergekoppelten Laserdiode bei einer Wellenlänge von 980 nm in einen angeregten Zustand gehoben, der schnell in einen metastabilen Zustand zerfällt. Von hier aus ist ein Laserübergang bei einer Zentralwellenlänge von  $1,56 \mu\text{m}$  zum Grundzustand möglich. Ein Wellenlängenmultiplexer (WDM) dient dazu, das 980 nm Pumplicht in den Resonator einzukoppeln. Der Modenkopplungsmechanismus (APM: polarization additive pulse mode-locking<sup>202</sup>) basiert auf dem Kerr-Effekt in der Erbium dotierten Faser. Dieser bewirkt eine Drehung der Polarisation im Faserring, die zusammen mit einem polarisationsselektiven Element die Transmission von ultrakurzen Impulsen bevorzugt. Das Freistrahlsegment beinhaltet  $\lambda/4$  und  $\lambda/2$  Wellenplatten zur Polarisationskontrolle und einen Isolator zur Polarisationsselektivität, der außerdem unidirektionalen Betrieb erzwingt. Der Polarisationsstrahlteiler und der Bandunterdrückungsfilter bilden zusammen einen durchstimmbaren Filter, der Seitenbänder im Pulsspektrum unterdrückt<sup>203,204</sup>. Der Ringlaser wird mit einem einzigen zirkulierenden Puls in der Kavität betrieben, woraus eine Repetitionsrate von 32 MHz resultiert.

Typische Autokorrelationen und Spektren beider Ausgänge sind in Abb. 4.2 dargestellt. Die Breite der Pulse aus dem Faserausgang ergibt sich zu ca. 140 fs, sofern von einer Sekans hyperbolicus Pulsform ausgegangen wird.

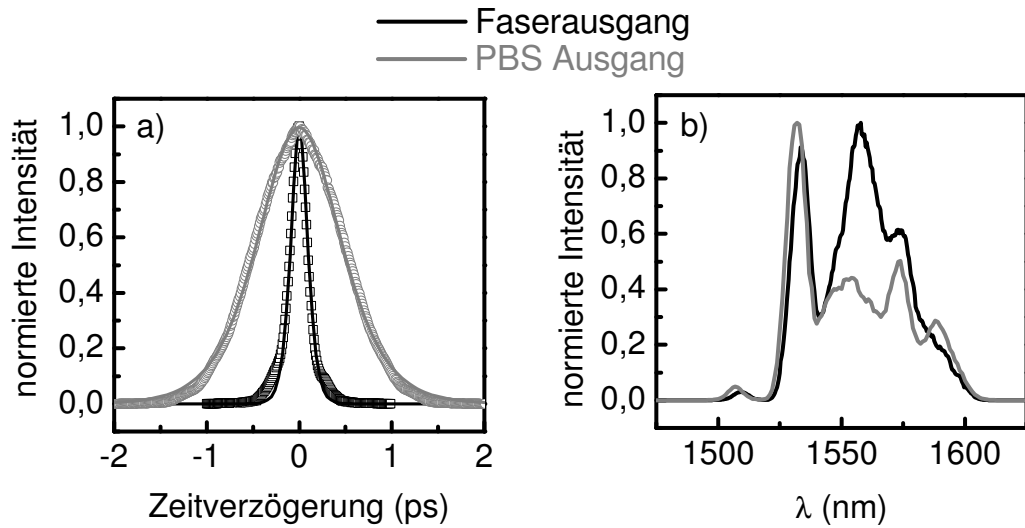


Abbildung 4.2: a) Autokorrelation von Pulsen aus dem Faserausgang (schwarz) und aus dem PBS Ausgang (grau) eines Ringfaserlasers (Abb. 4.1). Symbole stellen die Messwerte dar. Die durchgezogene schwarze (graue) Linie entspricht einer Angleichung basierend auf einer Sekans hyperbolicus Pulsform und ergibt eine Pulsdauer von 137 fs (923 fs). b) Normierte Spektren der Pulse aus Faserausgang (schwarz) und PBS Ausgang (grau).

Der entsprechende Wert für den PBS Ausgang liegt im Bereich von 0,7 ps. Die Spektren der Pulse beider Ausgänge sind in Abb. 4.2 b) abgebildet. Die Form der Spektren weist auf Interferenz der Quasi-Solitonen mit dispersiven Wellen hin, welche aufgrund von diskreten Verlusten, Verstärkung und Dispersionsvariationen, die der Quasi-Solitonen Puls während eines Umlaufes erfährt, resonant verstärkt werden können<sup>205–207</sup>. Daraus folgt ein gegenüber dem K Wert ( $K = \Delta\nu \Delta t$ ) von 0,315 von Fourier-Transformations-begrenzten Pulsen der Sekans hyperbolicus Form erhöhter Wert von ca. 0,6.

#### 4.1.2 Regenerativer Verstärker und Parametrik

Das Faserlasersystem, welches im vorangegangenen Abschnitt vorgestellt wurde, erzeugt Femtosekunden Pulse geringer Intensität bei einer hohen Repetitionsrate, wodurch rauscharme Anrege-Abtast Messungen bei niedriger Anregungsintensität mittels Lock-in Verstärkung ermöglicht wird. Mit dem nachstehend erläuterten Lasersystem ist es dagegen möglich, durchstimmbare Femtosekunden Pulse hoher Intensität bei einer niedrigen Repetitionsrate von 1 kHz zu erzeugen. Dieses System wurde zum einen für Anrege-Abtast

Messungen an LT Halbleitern verwendet und zum anderen wurde die Transmission von Quantenkaskadenlasern im gepulsten Betrieb untersucht.

Abb. 4.3 zeigt einen schematischen Überblick über das System<sup>208,209</sup>. Ausgangsbasis bildet ein passiv modengekoppelter Ti:Saphir Oszillator, der von einem Dioden gepumpten, frequenzverdoppelten Neodym-Yttrium-Vanadat ( $Nd : YVO_4$ ) Laser ('Millenia' von Spectra Physics, 4 W cw,  $\lambda = 532$  nm) gepumpt wird und 2 nJ (50 fs) Pulse bei 800 nm und einer Repetitionsrate von 85 MHz erzeugt. Bevor diese Pulse verstärkt werden, werden sie zunächst auf ca. 300 ps zeitlich in einer Gitteranordnung gedehnt (Aufprägung eines Chirps), um zu verhindern, dass optische Elemente im Verstärker durch extrem hohe Spitzenintensitäten von verstärkten kurzen Pulsen zerstört werden. Die gedehnten Pulse werden dann während mehrerer Durchläufe in einem regenerativen Verstärker ('Quantronix 4800 RGA' mit Ti:Sa Oszillator), welcher synchronisiert von einem gütegeschalteten, frequenzverdoppelten Nd:YLF Laser (Neodym:Yttrium-Lithiumfluorid,  $Nd:LiYF_4$ ; 7W, 532 nm) gepumpt wird, bis zur Sättigung verstärkt. Die Ein- und Auskoppelung in den Verstärker erfolgt durch elektro-optische Drehung der Polarisation in einer Pockels-Zelle und einem Dünnschichtpolarisator (T.F.P. thin film polarisator). Die gedehnten und verstärkten Pulse werden schließlich in einer weiteren Gitteranordnung auf ca. 90 fs komprimiert. Dadurch stehen Femtosekunden Pulse mit ca. 500  $\mu$ J bei einer Repetitionsrate von 1 kHz für die nachfolgende parametrische Verstärkung zur Verfügung.

Abb. 4.4 verdeutlicht den Aufbau zur zweistufigen parametrischen Verstärkung<sup>210</sup>. Zunächst wird mit einem geringen Anteil ( $\approx 1$  %) der Eingangsleistung durch Fokussierung auf einen Saphir Weißlicht erzeugt (Selbstphasenmodulation). Diese Weißlicht Pulse dienen als eingehende Signal-Pulse für die parametrische Wechselwirkung und werden mit 10 % der Intensität der Pumppulse (800 nm) räumlich und zeitlich (einstellbar über die Verzögerungsstrecke V2) im BBO (Beta-Barium Borate  $\beta-BaB_2O_4$ ) Kristall zur Deckung gebracht. Hierbei kommt es zur parametrischen Verstärkung, d.h. dass jeweils ein 800 nm Photon zugunsten zweier Photonen kleinerer Frequenzen zerstört wird. Da die Weißlicht Pulse alle relevanten Frequenzen enthalten, sind die Frequenzen der entstehenden Pulse nur durch die Energieerhaltung und die Phasenanpassung im doppelbrechenden Kristall, welche durch den Einfallswinkel variiert werden kann, vorgegeben. Aufgrund der verwendeten Phasenanpassung des Typs II werden senkrecht zueinander linear polarisierte Pump und Signalepulse verwendet. Die zu den Signal Pulsen senkrecht polarisiert erzeugten Pulse werden Idler Pulse genannt. In einer zweiten Stufe wird der Hauptanteil der 800 nm Eingangspulse zur parametrischen Verstärkung der in der ersten Stufe erzeugten Signalepulse im gleichen BBO Kristall, aber räumlich etwas versetzt, verwendet. Die zeitliche Anpassung kann durch die

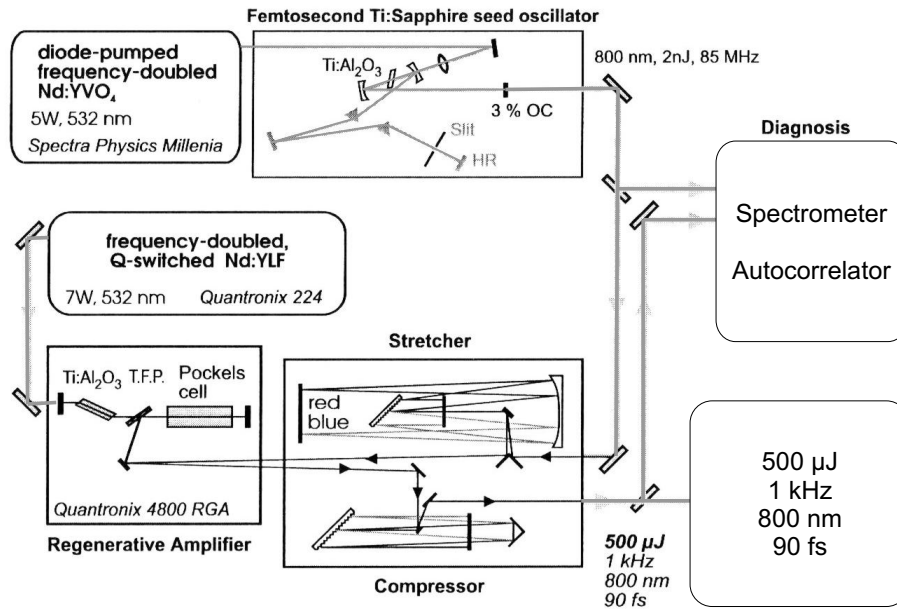


Abbildung 4.3: Schema zur Generation von 500  $\mu\text{J}$  Femtosekunden Pulsen (Ref<sup>208,209</sup> entnommen).

Verzögerungsstrecke V1 eingestellt werden. Auf diese Weise werden Signal und Idler Pulse der Energie von zusammen etwa 70 - 80  $\mu\text{J}$  erzeugt, deren Pulsdauer zwischen 80 und 120 fs liegt.

Signal (Idler) Pulse sind im Wellenbereich von etwa 1,6 - 1,2  $\mu\text{m}$  (1,6 - 2,4  $\mu\text{m}$ ) stufenlos durchstimmbar. Einige Spektren für verschiedene Einstellungen des Winkels des BBO Kristalls sind im linken Teil der Abb. 4.5 dargestellt.

Für die zeitaufgelösten Messungen an LT Halbleiterschichten war der zugängliche Spektralbereich der Signalpulse ausreichend. Dagegen musste für Untersuchungen an Quantenkaskadenlasern der Spektralbereich ins Kurzwellige erweitert werden. Dies wurde realisiert, indem Idler Pulse in einem weiteren nichtlinearen Kristall frequenzverdoppelt wurden. Die lineare Polarisation der Idler Pulse steht nach der parametrischen Verstärkung senkrecht auf der Polarisation der Signalpulse, wird aber durch die nachfolgende Frequenzverdoppelung um 90° gedreht. Dadurch ist es möglich, zwischen Signal und frequenzverdoppelten Idler Pulsen zu wechseln, ohne die Polarisation anpassen zu müssen. Der rechte Teil der Abb. 4.5 zeigt den auf diese Weise erweiterten Wellenlängenbereich als Funktion der Ausrichtung des BBO Kristalls bei der parametrischen Verstärkung. Der Wellenlängenbereich deckt dabei den für die Messungen an InP basierenden Quantenkaskadenlasern re-



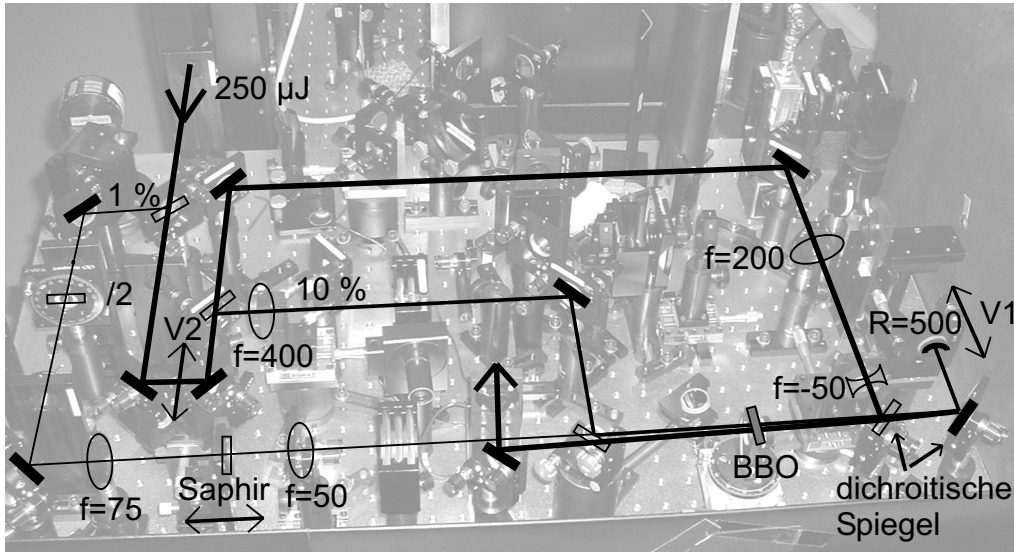


Abbildung 4.4: Anordnung zur parametrischen Verstärkung.

levanten Bereich von der Absorptionskante von InP bis zur Absorptionskante von GaInAs Volumenschichten ab.

## 4.2 Anrege-Abtast Experimente

Der Ring-Faser-Laser (Abschnitt 4.1.1) wurde benutzt, um an LT Halbleitermaterialien die zeitaufgelöste Änderung der Transmission, bzw. der Reflexion aufgrund von optischer Anregung bei  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  zu messen. Hierfür wurde ein Anrege-Abtast Messplatz aufgebaut, welcher schematisch in Abb. 4.6 dargestellt ist. Der eingehende Laserstrahl wird an einem 50/50 Strahlteiler (ST) in zwei kohärente Strahlen geteilt. Der Abtastpuls wird an einem Retroreflektor reflektiert, welcher auf einem linearen Verschiebetisch (LVT) aufgebracht ist. Dadurch kann die Wegstrecke relativ zu dem Anregepuls und somit auch der relative zeitliche Versatz der beiden Pulse variiert werden. Anhand der drehbaren Halbwellenplatten ( $\lambda/2$ ) und der linearen Polarisationsfilter (P) kann eine gekreuzte lineare Polarisierung von Anrege- und Abtastpuls sicher gestellt werden und deren Intensität stufenlos eingestellt werden. Bei Verwendung von Pulsen aus dem Faserausgang des Femtosekundenlasers konnten Pulse einer maximalen Energie von ca. 20 pJ zum Anregen der Proben verwendet werden. Das Signal des Abtaststrahls wird nach der

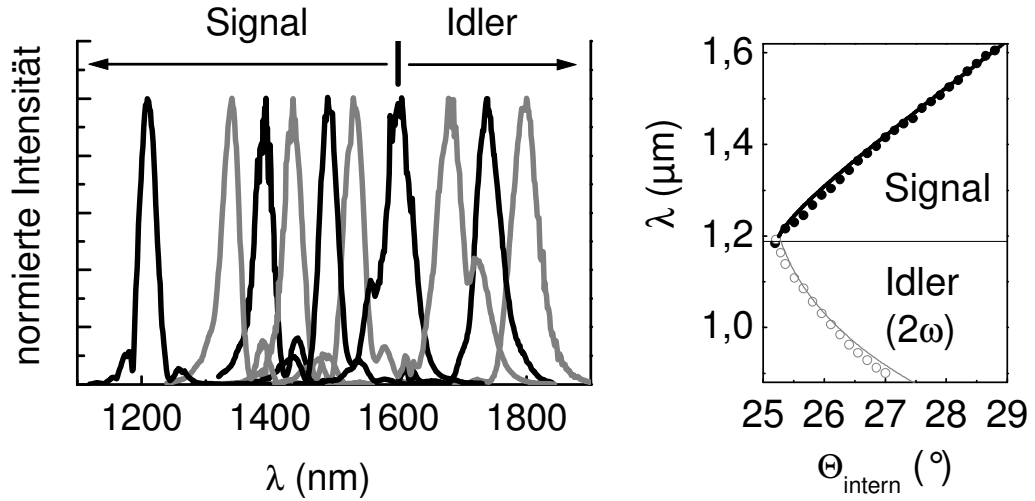


Abbildung 4.5: links: *normierte Spektren von Signal und Idler Pulsen*. rechts: *Abhängigkeit der zentralen Wellenlänge von Signal Pulsen und frequenzverdoppelten Idler Pulsen von der Ausrichtung des BBO Kristalls*. Die durchgezogenen Kurven wurden mit dem Programm 'SNLO' berechnet<sup>211</sup>.

Transmission durch die Probe, bzw nach der Reflektion an der Probe mittels eines GaInAs Detektors registriert. Der Anregestrahl wird durch einen mechanischen Chopper moduliert, dessen Oszillationsfrequenz als Referenzsignal für die Lock-in Verstärkung verwendet wird. Um automatisierte Messungen zu ermöglichen, wurde ein entsprechendes Computerprogramm erstellt. Die Weglänge des Anregepulses kann durch die Verwendung eines Shakers (S) hochfrequent variiert werden, um eine schnelle Messung der Autokorrelation zu ermöglichen. Hierfür wird die Probe durch einen nichtlinearen Kristall (BBO) ersetzt und das frequenzverdoppelte Signal zwischen transmittiertem Anrege- und Abtaststrahl mit einem Photovervielfacher gemessen. Auf diese Weise wurden die Autokorrelationen in Abb. 4.2 a) gemessen. Die Spektren der Abb. 4.2 b) wurden mit einem Anritsu Spektrenanalysator aufgenommen.

Um zu untersuchen, inwieweit sich LT Materialien für optische Bauelemente eignen, die bei hohe Repetitionsraten ( $\approx 1$  THz) betrieben werden sollen, wurde der Anrege-Abtast Messplatz in zweierlei Form modifiziert: Zum einen wurde eine hohe Repetitionsrate durch einen doppelten Anregepuls simuliert und zum anderen wurden LT Materialien hinsichtlich Akkumulationseffekten untersucht, indem die Proben zusätzlich zum Anregepuls durch einen Dauerstrich Laser angeregt wurden. Für das erstgenannte Experiment wurde der Anregepuls in zwei Pulse im zeitlichen Abstand von 1,5 ps aufgeteilt. Dies wurde erreicht, indem das Profil des Anregestrahls zur Hälfte

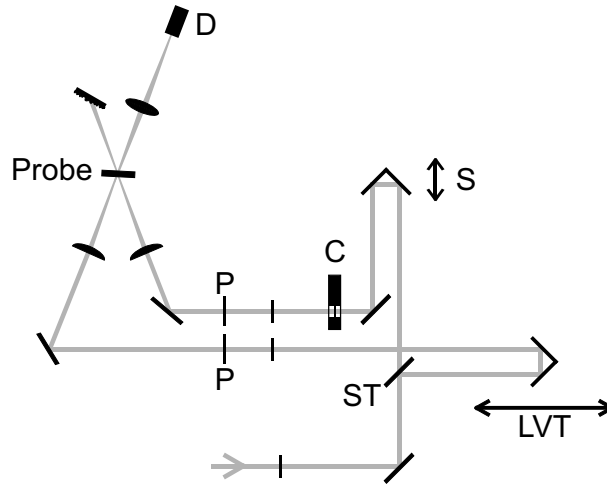


Abbildung 4.6: schematische Darstellung eines Anrege-Abtast Messplatzes in Transmissionskonfiguration ( $\lambda/2$ : drehbare Halbwellenplatten,  $P$ : Polarisationsfilter,  $C$ : Chopper,  $LVT$ : Linearer Verschiebetisch,  $S$ : Shaker,  $D$ : Detektor).

von einer Quarzglasplatte (1 mm) abgedeckt wurde. Die Differenz der Brechungsindizes von Quarzglas ( $n = 1,444$  bei  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ) zu der von Luft bedingt hierbei den zeitlichen Abstand der beiden Pulse. Für die zusätzliche Dauerstrich Anregung im zweiten Experiment wurde ein 50 mW Nd:YLF (Neodym: Yttrium Lithium Fluorid) Laser verwendet. Aufgrund der Wellenlänge dieses Lasers ( $\lambda = 1,053 \mu\text{m}$ ) war sichergestellt, dass Ladungsträger ausschließlich in GaInAs und nicht in AlInAs Schichten oder in den InP Substraten angeregt wurden.

Anrege-Abtast Experimente wurden auch mit dem regenerativ verstärkten Ti:Sa Lasersystem (Abschnitt 4.1.2) durchgeführt. Aufgrund der niedrigen Repetitionsrate (1 kHz) dieses Systems, war eine Aufbereitung der Messdaten durch einen Lock-in Verstärker nicht möglich. Um ein möglichst gutes Signal zu Rausch Verhältnis zu erhalten, wurde mit einem Referenzdetektor gearbeitet, der Puls zu Puls Schwankungen der Intensität ausgleicht (vgl. Abschnitt 4.3). Um die differentielle Transmission zu messen, wurde nur jeder zweite Abtastpuls von einem Anregepuls begleitet. Dies wurde durch einen synchronisierten Chopper erreicht, welcher mit einer Frequenz von 500 Hz die Anregepulse sperrt. Die differentielle Transmission ergibt sich auf diese

Weise ( $T_{Abtast}$  = Transmission des Abtastpulses) zu:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\frac{T_{Abtast}}{Referenz}(mit\ Anregepuls) - \frac{T_{Abtast}}{Referenz}(ohne\ Anregepuls)}{\frac{T_{Abtast}}{Referenz}(ohne\ Anregepuls)} \quad (4.1)$$

Durch Verwendung eines BOXCAR-Integrators, der über ein einstellbares Zeitfenster Mess-Signale synchronisiert integriert, ist es möglich, jeden einzelnen Femtosekunden Puls auszuwerten.

### 4.3 QCL Transmissionsmessungen im gepulsten Betrieb

Abb. 4.7 zeigt im linken Teil ein Diagramm zur Messung der spannungsabhängigen Transmission von Quantenkaskadenlasern. Ein geringer Anteil der durch parametrische Verstärkung (Abschnitt 4.1.2) erzeugten NIR Pulse wird auf den HgCdTe (MCT: Mercury-Cadmium-Tellurite) Referenzdetektor (D3) gerichtet. Die Polarisation der Pulse wird anschließend in einem Periskop ( $\lambda/2$ ) gedreht, um Transmissionsmessungen in p Orientierung zu ermöglichen. Das Strahlprofil wird dann durch Verwendung einer Zylinderlinse (Z) modifiziert, um es an die längliche Form der Laserbarren anzupassen. Dadurch wird auch bei geringer Anregungsdichte eine ausreichende Signalhöhe der Transmission erreicht, ohne die Verteilung der Ladungsträgerkonzentrationen im Quantenkaskadenlaser zu beeinflussen. (Die durch den Laserstrahl erzeugte Ladungsträgerkonzentration ist etwa um einen Faktor 100 geringer als die durch Dotierung in den QCL eingebrachte Ladungsträgerkonzentration.) Über einen  $30^\circ$  Off-Axis Goldspiegel werden die Pulse auf die QCL Probe im Helium-Durchfluss-Kryostaten (K) fokussiert und der transmittierte Strahl an einem  $90^\circ$  Off-Axis Spiegel kollimiert und schließlich auf einen MCT Detektor fokussiert. Der Probenhalter (s. rechter Teil der Abb. 4.1.2) weist neben elektrisch isolierten Kontaktfeldern auch einen gegenüber der QCL Facette um  $45^\circ$  geneigten Spiegel mit polierter Kupferoberfläche auf, damit die vom QCL emittierte Strahlung durch ein Fenster des Kryostaten umgelenkt und über den abgebildeten Strahlengang detektiert (D2) werden kann.

Die strukturierten QCL Proben wurden zunächst in Streifen von 1 mm Breite und 2,5 mm Länge gespalten. Der linke Teil der Abb. 4.8 zeigt in Aufsicht eine Kontrastmikroskop Aufnahme über die Breite eines solchen Streifens. Deutlich erkennbar sind fünf Laserbarren und die jeweils seitlich versetzten Kontaktfelder für die elektrische Kontaktierung. In einem weiteren Schritt wurden die Proben prismaförmig poliert. Anschließend wurden die

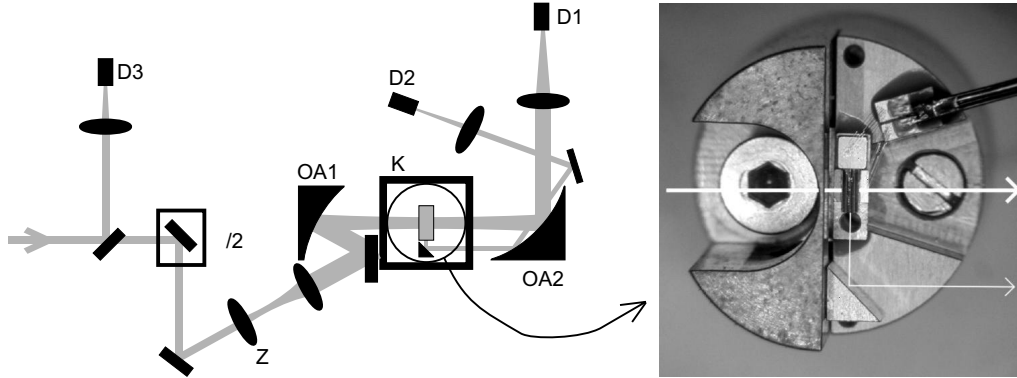


Abbildung 4.7: Diagramm zur Messung der spannungsabhängigen Transmission in QCLs und vergrößerte Photographie des Probenhalters mit aufgebautem QCL (D1-3: MCT Detektoren,  $\lambda/2$ : Periskop, OA1: 30° off-axis Goldspiegel, OA2: 90° off-axis Goldspiegel, Z: Zylinderlinse, K: Kryostat) und vergrößerte Photographie eines Probenhalters mit aufbautem QCL.

Proben auf eine modifizierte Kupferwärmesenke aufgelötet und der jeweils mittig angeordnete Laserbarren mit mehreren Bonddrähten kontaktiert. Die auf diese Weise aufgebauten Quantenkaskadenlaser wurden schließlich mit einem elektrisch isolierenden und thermisch leitenden Klebstoff auf den Probenhalter (Abb 4.7 rechts) aufgebracht und kontaktiert.

Um die spannungsabhängige Transmission zu messen, wurden die optischen und elektrischen Pulse gemäß dem Diagramm im rechten Teil der Abb. 4.8 synchronisiert. Hierfür wurden Triggerpulse der Kontrolleinheit der Pockels-Zelle des regenerativen Verstärkers (Abb. 4.3) als Eingang für einen Verzögerungsgenerator (SRS DG535) verwendet, der mit halber Frequenz den Strompuls (AVTCH AVOZ-A3-C-OP2) synchronisiert. Der Strompuls erzeugt Stromstärken von bis zu 7 A, die innerhalb von ca. 150 ns an- und wieder ausgeschaltet werden. Die Messdatenaufnahme erfolgt durch PC Anbindung an einen BOXCAR-Integrator, der die Spannungen der Messverstärker der Detektoren über eine vorgegebene Zeitdauer nach einem Triggerpuls integriert.

Die spannungsabhängige differentielle Transmission ergibt sich mit Berücksichtigung des Referenzsignals (D3) zu:

$$\frac{\Delta T}{T}(U) = \frac{\frac{D1}{D3}(U) - \frac{D1}{D3}(U = 0)}{\frac{D1}{D3}(U = 0)} \quad (4.2)$$

Der Aufbau des Messplatzes erlaubt die Messung der differentiellen Trans-

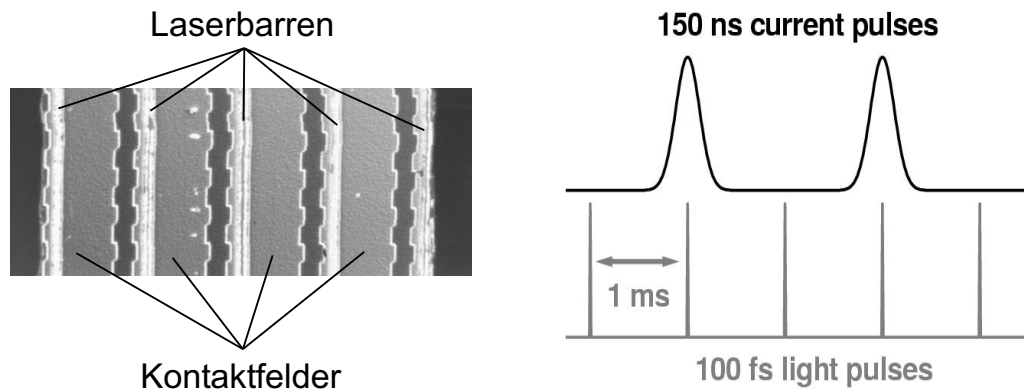


Abbildung 4.8: *Links: Interferenzkontrast-Mikroskop Aufnahme einer strukturierten QCL Probe. Rechts: Diagramm zur Synchronisation von elektrischen und optischen Pulsen zur Untersuchung der spannungsabhängigen Transmission von Quantenkaskadenlasern.*

mission als Funktion der Wellenlänge und Temperatur. Die Variation des Stromes ermöglicht es, diese Kenngröße unterhalb und oberhalb der Laserschwelle zu messen. Die Position des Kryostaten ist über einen Vertikaltisch einstellbar. Aufgrund der Prismenform der Proben entspricht eine Variation der Höhe einem lateralen Abrastern der Transmission senkrecht zur Ausrichtung der Laserbarren. In Kombination mit der Messung des Photostroms der QCLs konnte dies für die Ausrichtung und Fokussierung des Laserstrahls benutzt werden.

# Kapitel 5

## LT Halbleiter

In diesem Kapitel werden GaInAs Volumenschichten und GaInAs/AlInAs Vielfachquantenfilmstrukturen behandelt, welche bei niedrigen Wachstumstemperaturen mittels MBE abgeschieden wurden. Die speziellen Eigenschaften dieser Halbleiter, welche zur ultraschnellen Relaxation von angeregten Ladungsträgern führen, werden zunächst anhand von elektrischen, strukturellen und statisch optischen Untersuchungen erläutert. Daran anschließend werden die Ergebnisse zu zeitaufgelösten Messungen vorgestellt und diskutiert.

### 5.1 Elektrische Eigenschaften

Wie bereits in Kapitel 2.1 erläutert, führt LT-MBE von GaInAs zum Einbau von Überschuss-As. Den Fragen, wie das Überschuss-As im Gitter eingebaut wird, welche Veränderungen thermische Behandlungen mit sich bringen, welche energetische Lage die mit dem Überschuss-As verbundenen Störstellen, und welche Auswirkungen dies auf elektrische Eigenschaften hat, soll in den nächsten Abschnitten nachgegangen werden.

In LT-GaInAs tritt eine hohe Konzentration an Störstellen auf, welche als 'flache tiefe' Donatoren bezeichnet werden<sup>32</sup>. Dies bringt zum Ausdruck, dass diese Störstellen energetisch nahe an der Leitungsbandkante liegen, jedoch weit genug davon entfernt, um bei Raumtemperatur nicht vollständig ionisiert zu sein.

Eine hohe Störstellenkonzentration hat zweierlei Auswirkungen. Zum einen stellen sie eine Störung der Kristallsymmetrie dar, was ähnlich wie bei amorphen Halbleitern zu einem Aufweichen der Bandkanten in die Bandlücke führt. Zum anderen überlappen die Wellenfunktionen der Defekte immer

mehr, je geringer der Abstand zueinander bzw. je grösser die Defektkonzentration wird, bis sich schließlich ein Störstellenband ausbildet. Wenn das Störstellenband so breit ist, dass es mit der Leitungsbandkante überlappt, sind die Elektronen der Störstellen nicht mehr lokalisiert und können sich frei im Kristall bewegen. Dieser Übergang von lokalisierten zu delokalisierten Ladungsträgern wird Mott-Übergang genannt.

Bei der Interpretation von Experimenten zur Charakterisierung der LT-MBE induzierten Störstellen ist weiterhin zu beachten, dass die Erhaltung des Wellenvektors  $\mathbf{k}$  bei Übergängen von Band zu Störstelle nicht mehr gegeben ist, da die Translationssymmetrie des Kristalls durch die eingebrachten Defekte gebrochen wird<sup>212</sup>. Hinzu kommt, dass diese Störstellen teilweise ionisiert sind und somit hohe Konzentrationen freier Elektronen in LT GaInAs Schichten verursachen. Eine hohe Konzentration freier Ladungsträger führt zu dem Viel-Teilchen-Effekt der Bandlückenrenormierung, dem zufolge die Bandlücke verkleinert wird. Bei der Interpretation von Absorptionsspektren muss allerdings auch der Burstein-Moss Effekt berücksichtigt werden, der beruhend auf dem 'Auffüllen' eines Bandes aufgrund des Ausschlussprinzips von Pauli die Renormierung in der Regel in III-V Halbleitern überkompensiert.

Zusammengefasst sind die interessanten Punkte zur Auswirkung von LT-MBE von GaInAs auf die Bandstruktur:

- Die Aufweichung der Bandkanten
- Die energetische Lage der Störstellen
- Die energetische Breite der Störstellenniveaus bzw. des Störstellenbandes

### 5.1.1 Einfluss der Wachstumstemperatur auf die freie Ladungsträgerdichte

Einen Überblick über die elektrischen Eigenschaften von GaInAs/AlInAs MQW Strukturen, die mittels MBE bei Wachstumstemperaturen im Bereich von 100°C bis 550°C abgeschieden wurden, wird in Abb. 5.1 gegeben. Die Proben sind nominell undotiert und wurden nicht nach der Epitaxie thermisch behandelt. Die detaillierte Schichtstruktur ist Tab. C.1 zu entnehmen. Deutlich zu unterscheiden sind, abgesehen von den gewöhnlichen Wachstumstemperaturen von 550 und 500°C, zwei Niedrigtemperaturbereiche ober- und unterhalb von etwa 350°C.

Im **mittleren Temperaturbereich** (in der Abbildung grau unterlegt) wird eine geringe Konzentration an freien Elektronen beobachtet. Kombiniert mit der verminderten Beweglichkeit dieser freien Ladungsträger führt dies zu dem



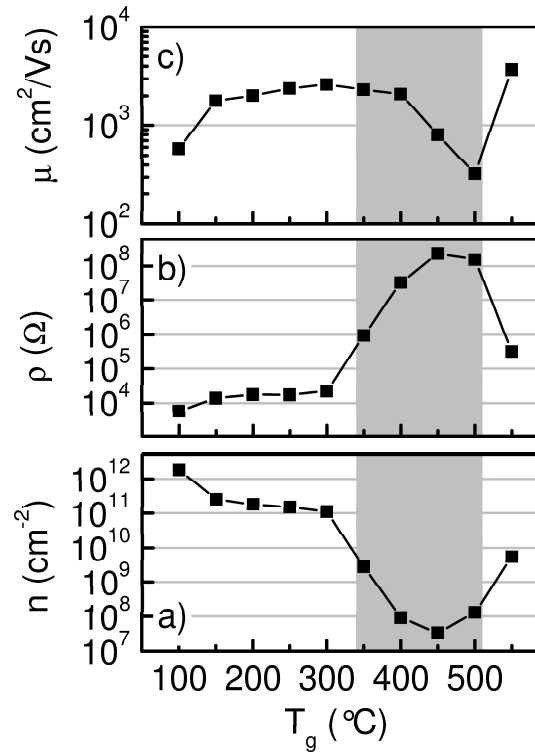


Abbildung 5.1: a) Auftragung der Flächenkonzentration freier Elektronen pro Quantenfilm  $n$ , b) des spezifischen Flächenwiderstandes pro Quantenfilm  $\rho$  und c) der Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$  in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur  $T_g$ . Grau unterlegt ist der Temperaturbereich, in dem die Eigenschaften des Barrierenmaterials die elektrischen Eigenschaften der MQW Strukturen bestimmen.

hohen spezifischen Flächenwiderstand in diesem Temperaturbereich. Diese Eigenschaften sind auf das Barrierenmaterial AlInAs zurückzuführen, welches in diesem Bereich der Wachstumstemperatur eine erhöhte Konzentration an tiefen Störstellen aufweist. Hall Messungen an AlInAs Volumen Schichten, die bei Wachstumstemperaturen von 200 bis 500 °C abgeschieden wurden, zeigen, dass eine Temperatur von 400 °C den höchsten spezifischen Widerstand zur Folge hat.<sup>213</sup> Diese Beobachtung beruht auf Störstellen, die energetisch im Bereich von 420 bis 660 meV unterhalb der Leitungsbandkante von AlInAs liegen<sup>45,214–216</sup>. Aufgrund der gegebenen Typ-I Bandkanten Ausrichtung von AlInAs/GaInAs ermöglichen sie den Einfang freier Elektronen aus einer angrenzenden GaInAs Schicht.

Dieses Merkmal der elektrischen Eigenschaften von AlInAs, welches im Be-

reich um die 400 °C epitaktisch abgeschieden wurde, wird auf die thermodynamisch bedingte Bildung von AlAs-reichen und InAs-reichen Phasen während der Epitaxie bei dieser Temperatur zurückgeführt.<sup>217–221</sup>

Im Gegensatz zu den elektrischen Eigenschaften von AlInAs wurde gezeigt, dass der spezifische Widerstand von GaInAs mit abnehmender Wachstumstemperatur von 550 °C bis 200 °C monoton abnimmt.<sup>35</sup> Diese Eigenschaft dominiert die in Abb. 5.1 dargestellten elektrischen Messgrößen im **unteren Bereich der Wachstumstemperatur**. Mit abnehmender Wachstumstemperatur steigt die Flächenkonzentration an freien Elektronen bis  $2,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  ( $1,8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) bei 150 °C (100 °C) an. Auf Volumenkonzentrationen umgerechnet entsprechen diese Werte Konzentrationen von:

$$3,0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad (T_g = 150 \text{ °C}) \quad \text{und} \quad 2,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \quad (T_g = 100 \text{ °C})$$

und stimmen gut überein mit den Literaturwerten für LT GaInAs Volumenschichten:

$$1,8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad (T_g = 150 \text{ °C})^{33} \quad \text{und} \quad 1,0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \quad (T_g = 100 \text{ °C})^{32}$$

Die hohen Konzentrationen an freien Elektronen in dem unteren Bereich der Wachstumstemperatur der hier behandelten Vielfach Quantenfilm Strukturen können daher auf die Eigenschaften des GaInAs zurückgeführt werden.

### 5.1.2 Be Dotierung von LT GaInAs

Die p-Dotierung von LT-GaInAs mittel Beryllium stellt in mehreren Punkten ein interessantes Thema dar. Zunächst schränkt die herabgesetzte Wachstumstemperatur die Diffusion von Beryllium stark ein.<sup>222,223</sup> Ein weiterer Vorteil für das Design von elektrischen Bauelementen (z.B. HBTs<sup>222</sup>) liegt darin, dass die maximal erreichbare Konzentration an freien Löchern gegenüber Standard Wachstumsbedingungen um ungefähr eine Größenordnung auf ca.  $5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  erhöht werden kann<sup>224,225</sup>.

Es ist allerdings notwendig, GaInAs:Be, welches unterhalb einer Wachstumstemperatur von ungefähr 250 °C abgeschieden wurde, nach der Epitaxie thermisch zu behandeln, da das eingebaute Beryllium im unbehandelten Material nicht, oder nur teilweise, elektrisch aktiviert ist. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 5.2 veranschaulicht. Aufgetragen sind darin die Ergebnisse von Hall Messungen nach der Van-der-Pauw Methode bei Raumtemperatur von GaInAs:Be Volumenschichten, die bei 200 °C abgeschieden wurden. Beweglichkeiten der freien Ladungsträger werden in a), der spezifische Widerstand

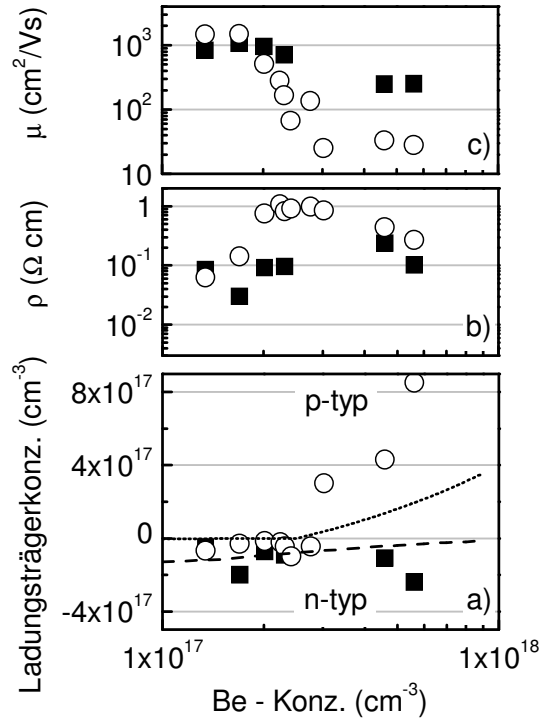


Abbildung 5.2: a) Auftragung von Konzentration freier Ladungsträger, b) des spezifischen Widerstands  $\rho$  und c) der Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$  in Abhängigkeit von der nominellen Be Konzentration. Die quadratischen Symbole beziehen sich auf die Messwerte unbehandelter Proben, die offenen Kreise auf Messwerte ausgeheilte Proben. Die gestrichelte (gepunktete) Linie veranschaulicht Rechnungen zur Besetzungsstatistik der Störstellen von unbehandelten (ausgeheilten) Proben.

in b) und die Konzentration an freien Ladungsträger in c) als Funktion der nominellen Beryllium Konzentration dargestellt. Gegenüber gestellt sind hierbei Messwerte von unbehandelten Proben und Proben, die nachträglich 60 Minuten lang in der Wachstumskammer unter As Stabilisierung ( $\text{BEP} = 1 \cdot 10^{-5}$  mbar) bei einer Temperatur von 500 °C ausgeheilt wurden.

Die Auftragung der Konzentrationen freier Ladungsträger macht deutlich, dass die Dotierung mit Beryllium nur einen begrenzten Einfluss auf die Konzentrationen an freien Ladungsträgern, wie sie in Hall Messungen nachgewiesen werden, hat. Trotz p-Dotierung zeugen Messungen an unbehandelten Proben von n-typ Material. Erst durch die thermischen Behandlung werden freie Löcher als Majoritätsladungsträger in LT-GaInAs sichtbar. Dieser Umstand wird auch in der Auftragung der Beweglichkeiten der Ladungsträger

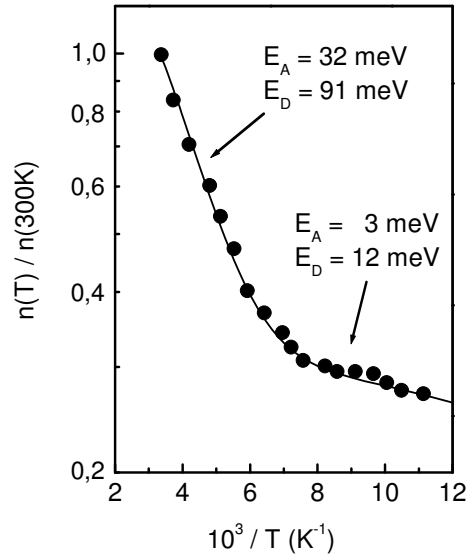


Abbildung 5.3: Auftragung der von Künzel et.al.<sup>32</sup> gemessenen Konzentration freier Ladungsträger von LT GaInAs in Abhängigkeit von der Proben-temperatur. Die angegebenen Werte für die Aktivierungsenergien  $E_A$  gehen aus den Steigungen der Arrhenius Auftragung hervor. Diese entsprechen den Ionisierungsenergien  $E_D$ , die für die Angleichung (durchgezogene Linie) verwendet wurden.

in Abb. 5.2 c) deutlich. Durch das Ausheilen werden die Beweglichkeiten stark vermindert, was auf einen Wechsel der Majoritätsladungsträgersorte von Elektronen auf Löcher zurückgeführt werden kann. Die Auftragung b) zeigt einen maximalen spezifischen Widerstand von etwa  $1 \Omega \text{ cm}$  und soll veranschaulichen, dass LT-GaInAs, im Gegensatz zu LT-GaAs oder LT-AlInAs, nicht als semi-isolierendes Material Verwendung finden kann, obgleich thermisch aktiviertes Be die durch das LT Wachstum induzierte Konzentration an freien Elektronen kompensiert.

Es stellt sich die Frage, warum Be in unbehandelten Proben nicht vollständig elektrisch aktiviert ist und welche thermisch aktivierten Prozesse zur Ionisierung von Be beitragen. Hierzu gibt es zwei grundsätzlich verschiedene Erklärungsmodelle. Metzger et al.<sup>33,72</sup> vermuten, dass sich während des LT Wachstums **As<sub>III</sub> – Be<sub>III</sub> Komplexe** bilden, die aber durch die nachträgliche thermische Behandlung aufgebrochen werden können, so dass Be als Akzeptor wirksam wird. Diese Komplexe konnten bisher nicht in LT GaInAs nachgewiesen werden (s. auch Kap. 5.2.2). Es wurden jedoch bei Infrarot Absorptionsmessungen an LT GaAs Schwingungsmoden gefunden, die mit den

berechneten Absorptionslinien von  $As_{Ga}$  -  $Be_{Ga}$  Paaren übereinstimmen<sup>226</sup>. Zum anderen wird ein Modell von **kompensierenden Störstellen** herangezogen<sup>38</sup>: In GaInAs, welches bei einer Wachstumstemperatur von 240 °C abgeschieden wurde, wurde eine Konzentration an  $As_{III}$  Antistruktur Defekten von  $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  ermittelt, wovon der Großteil neutral ist ( $As_{III}^0$ ).<sup>38</sup> Der weitaus geringer Anteil an ionisierten Störstellen ( $As_{III}^+$ ) führt zur hohen Konzentration an freien Elektronen in undotiertem unbehandeltem LT-GaInAs. Das Einbringen von Akzeptoren hat zur Folge, dass die Fermi Energie erniedrigt wird und Elektronen von den  $As_{III}^0$  Donatoren zu den Be Akzeptoren übergehen. Solange das große Reservoir an  $As_{III}^0$  Störstellen nicht durch eine sehr hohe Konzentration von Be Akzeptoren aufgebraucht wird, bleibt das unbehandelte LT Material daher n-typ.

Dieser Zusammenhang soll anhand der Gleichungen (A.1 bis A.5), die die Besetzungsstatistik von Störstellen beschreiben, verdeutlicht werden. Es ist davon auszugehen, dass eine energetische breite Verteilung der LT induzierten Störstellen der Realität nahe kommt. Für die folgenden Abschätzungen wird jedoch eine Vereinfachung für ausreichend erachtet, welche von diskreten Ionisierungsenergien von Störstellen ausgeht. Hierfür werden zunächst die temperaturabhängigen Konzentrationen von freien Elektronen in Abb. 5.3 betrachtet<sup>32</sup>. Es wurden neben einem für GaInAs typischen, flachen Donatorniveau ein durch das LT Wachstum induziertes Störstellenniveau vorgefunden, welches mit abnehmender Wachstumstemperatur an Einfluss auf die Ladungsträgerkonzentration gewinnt. Die Angleichung der Konzentration der freien Ladungsträger an die Messwerte ergibt eine Ionisierungsenergie für die durch das LT Wachstum induzierten Störstellen von 91 meV. Für unkompenzierte Halbleiter mit nur einer Art von Donatoren wird eine Ionisierungsenergie erwartet, die ungefähr gleich dem doppelten der Aktivierungsenergie ( $E_A = 32 \text{ meV}$ ) ist. Aufgrund des Vorhandenseins eines zweiten Donatorenniveaus weicht die Aktivierungsenergie, von dem halben Wert der Ionisierungsenergie ab.

Verwendet man diesen Wert der Ionisierungsenergie von 91 meV und die Konzentration an freien Elektronen von  $1,8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  bei einer Wachstumstemperatur von 250 °C aus Abb. 5.1, ergibt sich die gesamte Konzentration an  $As_{III}$  Störstellen zu  $1,4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  und entspricht ungefähr der Hälfte des Wertes ( $3,0 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ), der von Grandidier et.al. für LT-GaInAs ( $T_g = 240^\circ\text{C}$ ) bestimmt wurde<sup>38</sup>. Berücksichtigt man, dass die hier behandelten Proben bei vermindertem As Angebot abgeschieden wurde (vgl. Abb. 3.1), kann die Näherung der diskreten Ionisierungsenergien der Donatoren zunächst als ausreichend betrachtet werden.

Geht man nun zu dem Fall über, dass zusätzlich Be Akzeptoren in LT GaInAs eingebracht werden, ergibt sich die Konzentration freier Ladungsträger, wie

sie in Abb. 5.2 a) als gestrichelte Linie eingezeichnet wurde. Auch wenn die Konzentrationen nicht quantitativ wiedergegeben werden können, gibt das Modell der Kompensation von Störstellen den Sachverhalt wieder, dass trotz p Dotierung unbehandelte LT GaInAs Proben n-typ bleiben.

Wie auch schon in Kap. 2.1 für LT GaAs beschrieben, findet auch in LT GaInAs eine Umverteilung von Überschuss As während einer thermischen Behandlung statt. As Atome, die bedingt durch das Wachstum bei niedrigen Temperatur auf Gruppe III Gitterplätzen eingebaut wurden, diffundieren und bilden As reiche Anhäufungen (Cluster). Die Abnahme an  $As_{III}$  Störstellen könnte daher die Verminderung der Konzentration an freien Elektronen, bzw die Erhöhung der Konzentration an freien Löchern bei Be dotiertem LT GaInAs während des Temperns erklären. Dieser Zusammenhang wurde als gepunktete Linie in Abb. 5.2 a) dargestellt und bestätigt zunächst diese Beobachtung zumindest qualitativ. Allerdings musste für eine möglichst gute Angleichung an die Messwerte von einer Konzentration von nur  $2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$   $As_{III}$  ausgegangen werden. Dies steht im deutlichen Widerspruch zur tatsächlichen, wesentlich geringeren Absenkung dieser Konzentration auf  $5.0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  während des Ausheilens<sup>38</sup>. Das Modell der kompensierenden Störstellen kann daher durch die vorgestellte Abschätzung nicht bestätigt werden. In diesem Zusammenhang sei daran erinnert, dass von einer diskreten Ionisierungsenergie aller  $As_{Ga}$  Störstellen ausgegangen wurde. Diese Näherung ist insbesondere dann unzutreffend, wenn sich ein Störstellenband ausbildet, welches mit dem Leitungsband überlappt, da dann die zugrunde liegenden Gleichungen der Besetzungsstatistik von Störstellen (Anhang A) nicht mehr gültig sind.

Tendenziell kann die Charakteristik der elektrischen Eigenschaften von Be dotiertem LT GaInAs durch Kompensationseffekte erklärt werden und es erscheint plausibel, dass Kompensation zumindest eine Rolle spielt. Die Messwerte konnten durch die einfachen Abschätzungen nicht quantitativ wiedergegeben werden. Dies mag an der zu groben Näherung liegen oder aber die Diskrepanz hat ihre Ursache in noch nicht identifizierten Störstellen oder Komplexen wie z.B. den oben angesprochenen  $As_{III} - Be_{III}$  Komplexen.

Eine weitere Ursache könnte im Einbauverhalten von Be liegen. Bei erniedrigten Wachstumstemperaturen konkurriert Be mit (Überschuss-)As um Gruppe III Gitterplätze. Es wäre daher denkbar, dass Be zunächst auf Zwischengitterplätzen eingebaut wird und erst mit der Umverteilung des Überschuss-As während des Temperns auf Gruppe III Gitterplätze gelangt und dadurch elektrisch aktiv wird.

Die FTPC Messungen in Kap. 5.1.3 bestätigen im Wesentlichen die oben erwähnten Aktivierungsenergie der  $As_{III}$  Störstellen. Die Umverteilung des Überschuss As während einer thermischen Behandlung konnte durch As rei-

che Cluster in TEM Aufnahmen (Kap. 5.2.3) nachgewiesen werden. Eine weitergehende Untersuchung der zugrunde liegenden Art von Störstellen bzw. Komplexen in LT GaInAs war im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich.

### 5.1.3 FTPC Messungen zur Bestimmung des Donatorenniveaus in LT GaInAs

Durch Fourier-Transform Photostrom Messungen (FTPC: fourier transform photo current) können Informationen über die energetische Lage und Breite der Störstellenniveaus erlangt werden. Hierzu ist in Abb. 5.4 das FTPC Signal zusammen mit dem PL Signal einer undotierten MQW Probe, die bei  $T_g = 100^\circ\text{C}$  abgeschieden wurde (HHI31121), dargestellt.

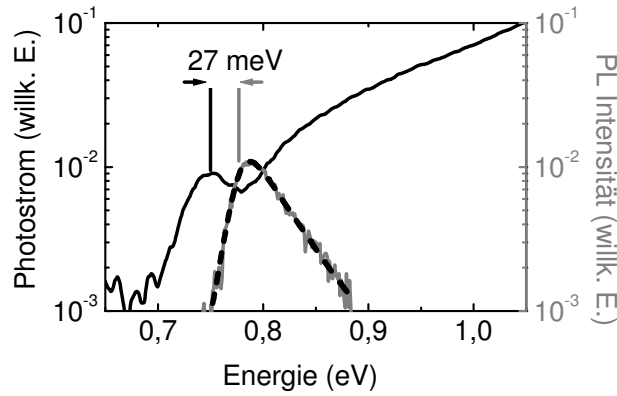


Abbildung 5.4: FTFC (schwarz) und PL (grau) Messkurven einer  $T_g = 100^\circ\text{C}$  MQW Probe; Anpasskurve zum PL Signal zur Bestimmung der Bandlücke (schwarz gestrichelt)

Die Bandlücke ( $E_g$ ) kann durch Angleichen des PL Spektrums an folgende Gleichung bestimmt werden:

$$I_{PL}(E) \sim \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E-E_F}{k_B T}\right)} \cdot D_{3D/2D}(E) \quad (5.1)$$

$$D_{3D}(E) \sim \begin{cases} \sqrt{E - E_g} & \text{für } E \geq E_g + \frac{\epsilon}{2} \\ \sqrt{\frac{\epsilon}{2}} \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \exp\left(\frac{E-E_g}{\epsilon}\right) & \text{sonst} \end{cases} \quad (5.2)$$

$$D_{2D}(E) \sim \frac{D_{2d}(E)}{1 + \exp(\frac{E-E_g}{\epsilon})} \quad (5.3)$$

Der erste Faktor in Gl. (5.1) beschreibt die Besetzung der Zustände (Fermiverteilung) und der zweite Faktor steht für die kombinierte Zustandsdichte, welche in der Gleichung (5.2) für Volumenmaterial<sup>227</sup> und in (5.3) für Quantenfilmstrukturen definiert wird. Der Parameter  $\epsilon$  beschreibt in beiden Fällen die Aufweichung der Bandkanten. Im Falle von Vielfach-Quantenfilmstrukturen umfasst  $\epsilon$  außerdem die epitaktisch bedingte Variation der einzelnen Filmdicken einer Vielfach-Quantenfilmstruktur. Die entsprechend modifizierte Zustandsdichte für Volumenmaterial und auch die modifizierte stufenartige Zustandsdichte ( $D_{2D}(E)$ ) sind in Abb. 5.5 dargestellt. In beiden Fällen ist sowohl die Zustandsdichte selbst, wie auch ihre Ableitung stetig.

Durch den Vergleich des PL Spektrums zur Lage des im FTPEC Spektrum deutlich erkennbaren Störstellensignals unterhalb der Bandkante, kann die Störstellenaktivierungsenergie ( $\delta E_D = E_g - E_D$ ) dieser Probe zu 27 meV bestimmt werden. Die Linienbreite des Störstellensignals kann durch Angleichung an eine Gauss Kurve zu 30 meV bestimmt werden.

Durch polarisationsabhängige Messungen kann ferner das Störstellensignal auf die Anregung von Elektronen aus dem Schwerlochband (TE) bzw. aus dem Leichtlochband (TM) in freie Störstellenzustände zurückgeführt werden (Abb. 5.6). Aufgrund der energetischen Nähe dieser Störstellen zum Leitungsband, kann davon ausgegangen werden, dass diese Zustände, wie auch die Zustände im Leitungsband, näherungsweise durch s-förmige Orbitale beschrieben werden können und daher die Dominanz der Übergänge vom Schwerlochband (Leichtlochband) für TE (TM) Polarisation gegeben ist .

## 5.2 Kristalline Eigenschaften

Im folgenden soll dargestellt werden, in wieweit die niedrigen Wachstumstemperaturen Einfluss auf die kristallinen Eigenschaften der Proben haben. Hierzu werden Ergebnisse der Röntgendiffraktometrie vorgestellt. Erkenntnisse über die Auswirkung der LT MBE auf die kristalline Qualität auf atomarer Ebene konnten mittels Transmissionselektronenmikroskopie gewonnen werden. Diese Untersuchungen konnten im Rahmen einer Diplomarbeit von Herrn M. Kurtzweg durchgeführt werden<sup>201</sup> und sind am Ende dieses Kapitels dargestellt.



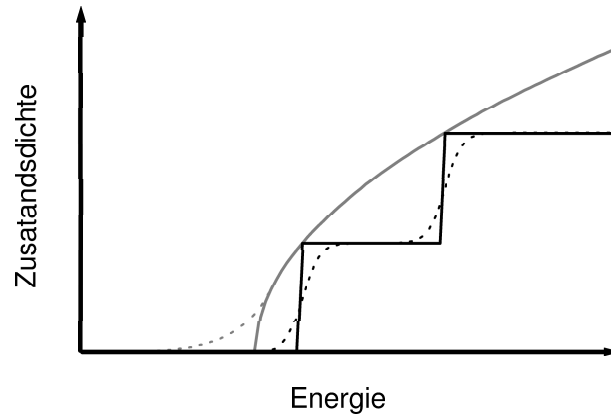


Abbildung 5.5: schematische Darstellung der Zustandsdichten im Volumenmaterial (grau) und in Quantenfilmstrukturen (schwarz) mit (gestrichelt) und ohne (durchgezogen) Bandausläufer

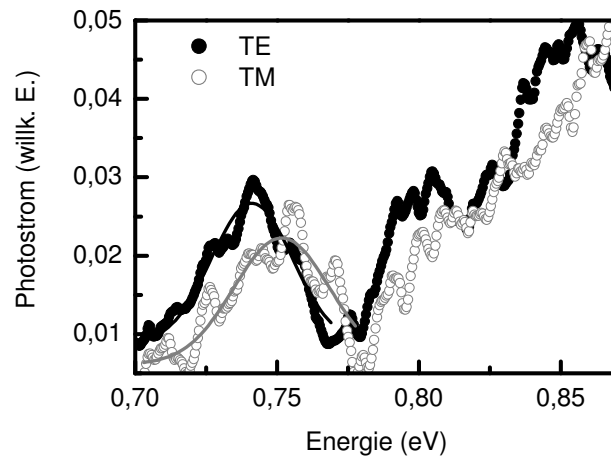


Abbildung 5.6: polarisationsabhängige FTPC Messungen an einer  $T_g = 100^\circ\text{C}$  MQW Probe

### 5.2.1 Einfluss der Wachstumstemperatur auf die kristallinen Eigenschaften von MQWs

Die XRD Spektren der für weitere Untersuchungen verwendeten Proben lassen auf einkristallines Wachstum der Volumenschichten und Übergitter schließen. Obwohl bei sehr niedrigen Wachstumstemperaturen mit einer Gitteraufweitung aufgrund des Einbaus von Überschuss As zu rechnen ist, lassen sich auch noch bei einer nominellen Temperatur von 50 °C gitterangepasste Schichten abscheiden. Im Gegensatz zu LT-GaAs, das auf GaAs Substraten abgeschieden wird, ist es möglich, bei LT-GaInAs und LT-AlInAs durch Einstellen des In Gehalts die Aufweitung aufgrund des Überschuss As zu kompensieren und somit die ternären Materialien gitterangepasst an InP Substrate epitaktisch abzuscheiden. Auch der gegenüber Standardbedingungen etwas reduzierte As Fluss begünstigt das einkristalline Wachstum bei extrem niedrigen Wachstumstemperaturen (vgl. Abb. 3.1).

Abb. 5.7 zeigt einen Vergleich zweier 100-fachen MQW Proben, die bei 550 °C und 100 °C abgeschieden wurden. Die genaue Schichtstruktur ist in Tabelle C.1 aufgelistet. Die Messkurven stimmen gut mit den Simulationen überein. Die ausgeprägten schmalen Überstrukturereflexe lassen auf eine konstante Periodendicke während des Wachstums schließen. Diese zwei Proben sind Teil einer Serie, in der die Wachstumstemperatur von 550 °C bis 100 °C in 50 °C Schritten variiert wurde. Bezogen auf diese Serie lässt sich durch die Simulationen zeigen, dass die Nettoverspannung der MQW Strukturen stets kleiner als 1000 ppm ausfällt und sich die Abweichung von der nominellen Periodendicke von 14,9 nm innerhalb von  $\pm 4\%$  bewegt.

Bei dieser Probenserie wurden Flusstransienten, die unmittelbar nach Öffnen der mechanischen Verschlüsse auftreten, noch nicht berücksichtigt. Da der zeitliche Verlauf der Intensität der Molekularstrahlen stark abhängig von den Materialien und dem Regelverhalten und Art der Quellen ist, werden ternäre Halbleiter in der Regel zunächst in einer Zusammensetzung abgeschieden, die sich von der nach einigen Minuten erreichten stabilen Zusammensetzung unterscheidet. Sofern Volumenschichten abgeschieden werden, kann diese Variation der Zusammensetzung an den Grenzflächen vernachlässigt werden. Bei einer typischen MQW Struktur wird, bedingt durch die kurzen Öffnungszeiten der mechanischen Verschlüsse, die Gleichgewichtszusammensetzung nicht erreicht. Basierend auf der Intensität der Überstrukturereflexe der ersten Ordnung in Abb. 5.7 kann die Gitteranpassung relativ zu den InP Substraten vom Barrieren- und vom Quantenfilmmaterial in beiden Spektren zu ungefähr -2000 ppm (AlInAs) und +2000 ppm (GaInAs) bestimmt werden. Um beide Materialien einer solchen MQW Struktur gitterangepasst abscheiden zu können, werden die Molekularstrahlflüsse entsprechend angepasst und

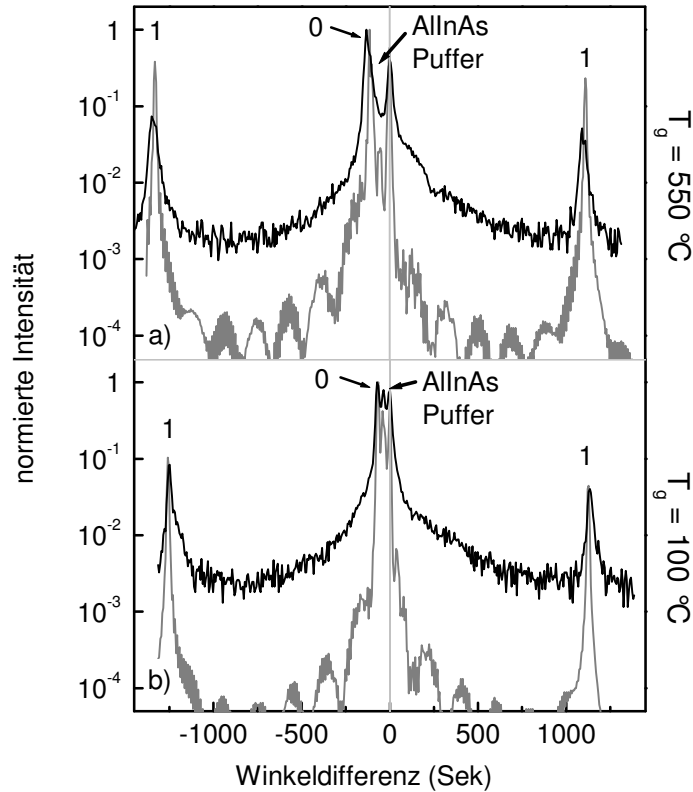


Abbildung 5.7: Vergleich von XRD Messungen (schwarz) und Angleichkurven (grau) von MQW Proben, die bei (a) 550 °C und (b) 100 °C abgeschieden wurden. Gekennzeichnet sind die Überstruktureflexe der nullten (0) und ersten (1) Ordnung, sowie der Reflex der AlInAs Pufferschicht.

unterscheiden sich dann geringfügig von den Flüssen, die für Volumenschichten verwendet werden. Andererseits kann durch Variation der Flüsse auch erreicht werden, Barrieren- und Quantenfilmmaterial gegeneinander zu verspannen. Hierbei muss auf eine geringe Nettoverspannung geachtet werden, um die kritische Schichtdicke, ab der die Struktur relaxiert, zu maximieren. Derartige Strukturen werden als verspannungskompensiert bezeichnet. Verspannung stellt einen weiteren Freiheitsgrad im Design von MQW Strukturen dar, da sie Einfluss auf die Energieniveaus, die Grösse der Banddiskontinuitäten und der exzitonischen Absorption hat.

Sowohl exakt gitterangepasste als auch stark verspannungskompensierte MQW Strukturen wurden bei niedrigen Wachstumstemperaturen realisiert. Die Abb. 5.8 zeigt in der linken Hälfte das XRD Spektrum einer exakt gitterangepassten MQW Struktur. Dem gegenüber gestellt ist in der rechten

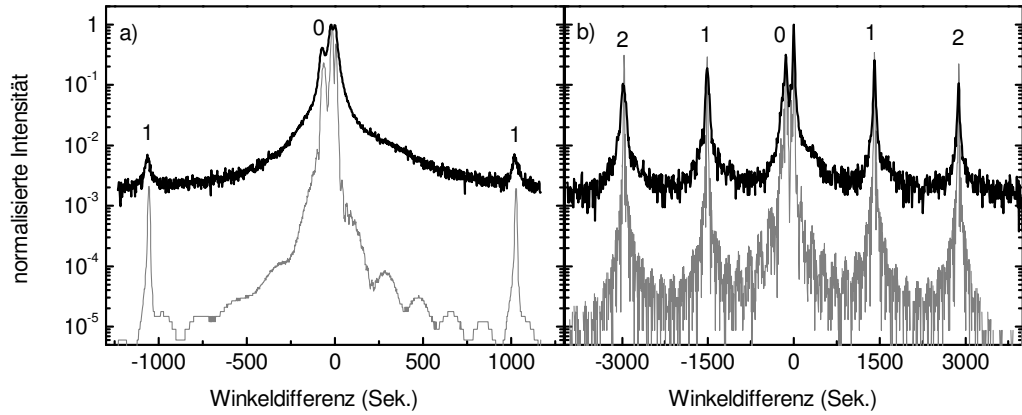


Abbildung 5.8: Vergleich von XRD Messungen (schwarz) und Angleichkurven (grau) von MQW Proben, die (a) gitterangepasst und (b) verspannungskompensiert bei 200 °C abgeschieden wurden. Gekennzeichnet sind die Überstrukturereflexe mit ihren Ordnungen

Hälfte das XRD Spektrum einer stark verspannungskompensierten Struktur. Beide Proben wurden bei einer Wachstumstemperatur von 200 °C abgeschieden. Die jeweiligen Angleichkurven (grau) stimmen mit den Messungen gut überein und verdeutlichen die Abhängigkeit der Intensität der Überstrukturereflexe von der Stärke der Verspannung. Die genauen Probenparameter, sowie die Ergebnisse aus den Simulationen, können Tab. C.2 entnommen werden. Soweit sich die kristalline Qualität einer MQW Struktur durch einfache Röntgendiffraktometrie erschließen lässt, kann anhand dieser Ergebnisse festgestellt werden, dass LT MQW Strukturen in gleicher kristalliner Qualität hergestellt werden können wie solche, die bei herkömmlichen Wachstumstemperaturen abgeschieden werden. Der Einfluss der erniedrigten Wachstumstemperatur und des hiermit verbundenen Einbaus von Überschuss As zeigt sich, wenn man eine Hälfte einer LT Probe thermische behandelt und die entsprechenden XRD Spektren vergleicht. Abb. 5.9 zeigt einen solchen Vergleich der XRD Spektren einer verspannungskompensierten 60-fachen (6 nm GaInAs)/(7 nm AlInAs) MQW Struktur, die bei 200 °C abgeschieden wurde. Eine Veränderung der Verspannungen der Schichten durch das 60-minütige Tempern bei 500 °C kann nicht beobachtet werden. In beiden Fällen kann die Verspannung von GaInAs (AlInAs) zu etwa +10000 ppm (-9000 ppm) bestimmt werden. Ein deutlicher Unterschied ergibt sich jedoch für die Periodendicke, die durch die thermische Behandlung von 12.55 nm auf 12.20 nm reduziert wird. Dieser Unterschied in der Periodendicke ist in den Spektren als unterschiedlicher Abstand zwischen den Überstrukturereflexen erkenntlich.

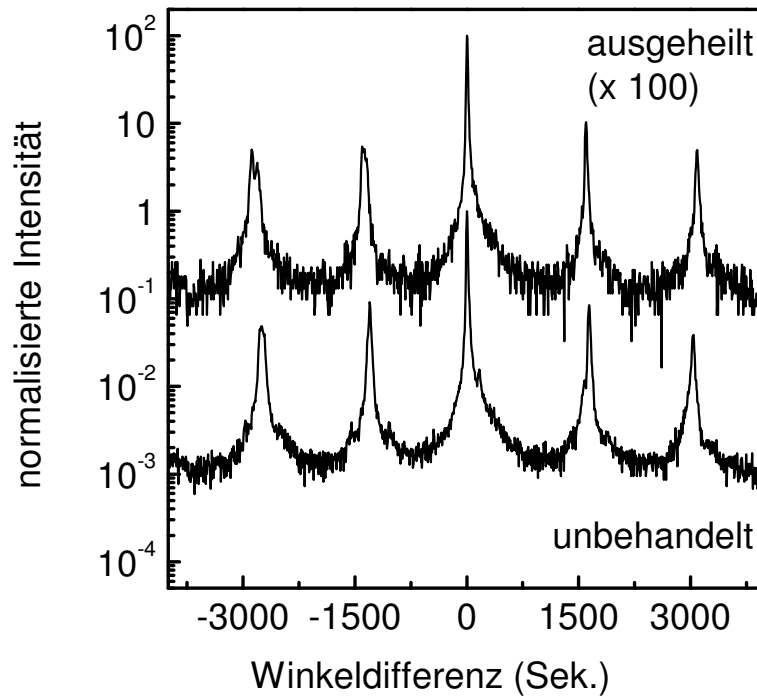


Abbildung 5.9: Vergleich einer XRD Messungen an einer unbehandelten LT MQW Probe (unten) mit der XRD Messung an der gleichen Probe, nachdem sie thermisch behandelt wurde (oben, zur Kenntlichkeit mit 100 multipliziert)

Er beruht auf der Umverteilung von Überschuss As während der thermischen Behandlung, auf die im nächsten Abschnitt näher eingegangen wird.

### 5.2.2 Einfluss der Be Dotierung auf die kristallinen Eigenschaften von LT-GaInAs

Aufgrund der Beobachtung, dass Be in LT-GaInAs erst durch das Tempern vollständig elektrisch aktiviert werden kann, wurde vermutet, dass sich während der Epitaxie bei erniedrigten Wachstumstemperaturen Komplexe aus Be und As Atomen bildeten, die erst durch eine nachfolgende thermische Behandlung aufbrechen<sup>33</sup> (vgl. Kap 5.1.2). Daher wurde der Einfluss der Be Dotierung auf die kristallinen Eigenschaften von LT-GaInAs näher untersucht.

Eine erste grundlegende Frage war, ob der Einbau von Be quantitativ von der Wachstumstemperatur abhängt. Zu diesem Zweck wurde eine GaInAs:Be Schicht epitaktisch bei normaler und nachfolgend bei erniedrigten Wachstum-

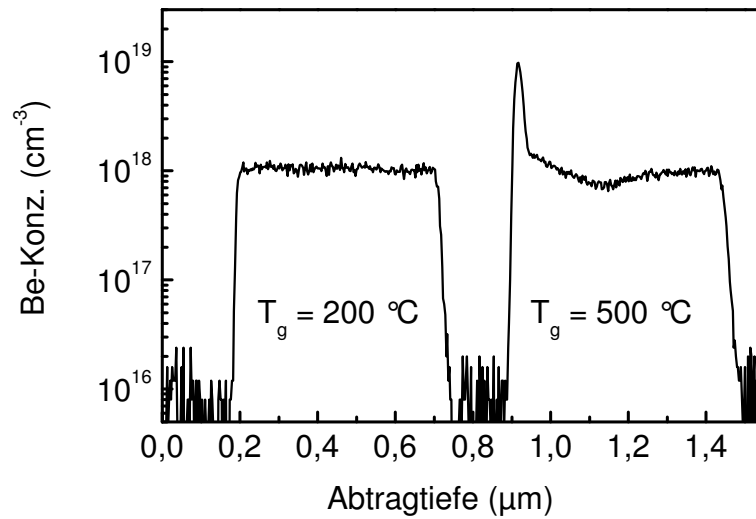


Abbildung 5.10: Tiefenprofil der Be Konzentration einer Probe, bei der zunächst Be dotiertes GaInAs bei 500 °C und anschließend bei 200 °C abgeschieden wurde (HHI13539).

stemperatur abgeschieden (vgl. Tab. C.3) und die Be Konzentration nachfolgend mittels SIMS bestimmt.

Das ermittelte Be Konzentrationsprofil dieser Probe ist in Abb. 5.10 dargestellt. Die auffällige Erhöhung des Be Signals bei der Abtragtiefe von ca. 0,9  $\mu\text{m}$  ist ein Artefakt. Solche Spitzen im Messsignal werden in SIMS Profilen typischerweise aufgrund von Grenzflächenrauigkeiten beobachtet. Die Niveaus der Be-Konzentrationen der GaInAs und der LT-GaInAs Schicht sind im Rahmen der Messgenauigkeit identisch. Daher kann davon ausgegangen werden, dass das quantitative Be Einbauverhalten nicht von der Wachstumstemperatur beeinflusst wird. Aussagen darüber, auf welchen Gitterplätzen das Be eingebaut wird und ob es elektrisch aktiviert ist, können anhand einer SIMS Messung nicht gemacht werden.

Der Einbau von Überschuss As auf Gruppe III Gitterplätzen bei niedrigen Wachstumstemperaturen führt u.a. zu einer Aufweitung des Kristallgitters (vgl. Kap. 2.1 ). Anschließendes thermisches Ausheilen und die hiermit verbundene Umverteilung des Überschuss As vermindert diese Aufweitung und die Gitterkonstante wird verkleinert. Dies ist unabhängig davon, ob die unbehandelte LT GaInAs Schicht vor dem Tempern zug- oder druckverspannt ist und kann daher nicht durch eine Verminderung der Verspannung erklärt werden (Abb. 5.11 a)). Zurückkehrend auf die Frage der Existenz von Be-As Komplexen ist es denkbar, dass die Konzentration von Be und damit auch die

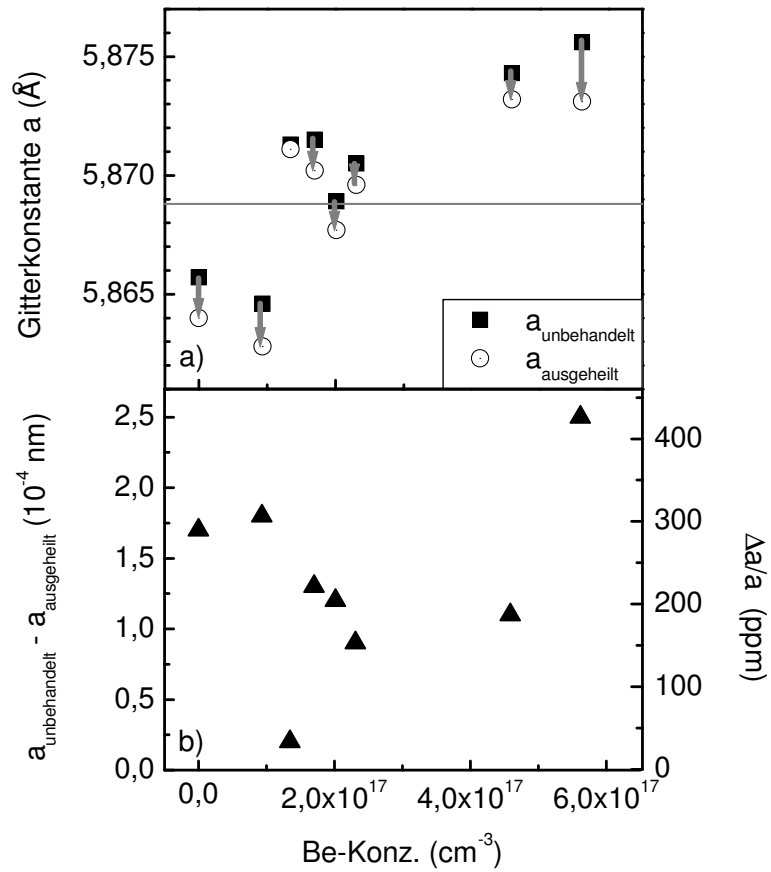


Abbildung 5.11: Veränderung der Gitterkonstanten von LT-GaInAs:Be Schichten während des Ausheilens: Auftragung der a) Gitterkonstanten von unbehandelten und ausgeheilten Proben (waagerechte Linie markiert die Gitterkonstante von InP) und b) deren relative Differenz als Funktion der Be Konzentration

Konzentration von Be-As Komplexen Einfluss zum einen auf die Aufweitung des Gitters während des Wachstums und zum anderen auf die Verminderung dieser Aufweitung während des thermischen Ausheilschrittes und damit des möglichen Aufbrechens dieser Komplexe hat. Eine Probenserie mit variierender Be Konzentration wurde daher bei einer Wachstumstemperatur von 200 °C epitaktisch abgeschieden. Nach der Epitaxie wurden die Proben gespalten und jeweils eine Hälfte in-situ bei 500°C 60 Minuten lang unter As Stabilisierung ( $BEP_{As} = 1 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$ ) ausgeheilt. Die mittels XRD gemessenen Gitterkonstanten sowie die Differenz der Gitterkonstanten von unbehandelten und ausgeheilten Proben in Abhängigkeit von der Be Konzentration der Proben sind in Abb. 5.11 dargestellt. Ein Trend, der die Differenz der Gitterkonstanten von unbehandelten zu ausgeheilten Proben in Abhängigkeit von der Be Dotierung beschreibt, und somit die These der As - Be Komplexe bestätigen würde, kann aus diesen Messungen nicht abgelesen werden. Vielmehr scheint die Ursache der starken Schwankungen in der Differenz der Gitterkonstanten in einer ungenügend genauen Kontrolle der Ausheilparameter zu liegen. Als möglicher Parameter ist in diesem Zusammenhang die Ausheiltemperatur zu nennen, da Proben mittels flüssigem Indium auf einem Probenhalter aufgebracht wurden und durch dieses Verfahren der Wärmekontakt zum Probenhalter von Probe zu Probe unterschiedlich ausfallen kann.

Den Einfluss der Be Dotierung auf die Gitterkonstante von LT GaAs haben Z. A. Su et.al. untersucht.<sup>228</sup> Sie zeigen, dass eine bei 230°C gewachsenen, nicht ausgeheilten Probe, die aus einer 500 nm dicken undotierten und einer ebenso dicken, aber hoch Be dotierten ( $2.4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) GaAs Schicht besteht, zwei unterschiedliche Beugungslinien im XRD Plot aufweist. Demnach ist das Gitter der undotierten LT-GaAs Schicht relativ zum Gitter des GaAs Substrates stärker aufgeweitet als jenes der Be dotierten LT-GaAs Schicht. Ein solches Experiment ist nicht direkt auf das GaInAs / InP Materialsystem umsetzbar, da der Braggwinkel vom ternären GaInAs in erster Linie von dessen Zusammensetzung abhängt und nicht auf eine Aufweitung aufgrund des Einbaus von Überschuss As während der LT Epitaxie schließen lässt. Um eine äquivalente Messung durchzuführen, wurden daher die beiden einzelnen dicken Schichten durch eine periodische Struktur (Tab. C.4) ersetzt.

Sofern die Gitterkonstanten von undotiertem und Be dotiertem LT-GaInAs ausreichend von einander abweichen, sollten sich im XRD Spektrum die entsprechenden Überstruktureffekte zeigen. Die jeweiligen XRD Messergebnisse sind in Abb. 5.12 für die Probe im unbehandelten Zustand in a) und für die Probe nach einem Tempersschritt (500°C, 60 min,  $BEP_{As} = 1 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$ ) in b) dargestellt. Des weiteren ist jeweils in grau eine Simulationen eingefügt, die eine relative Gitterabweichung  $(a_{undotiert} - a_{dotiert}) / (a_{undotiert})$  von 500 ppm zur Basis hat. Offensichtlich weisen beide Messkurven keine Überstruktureffekte



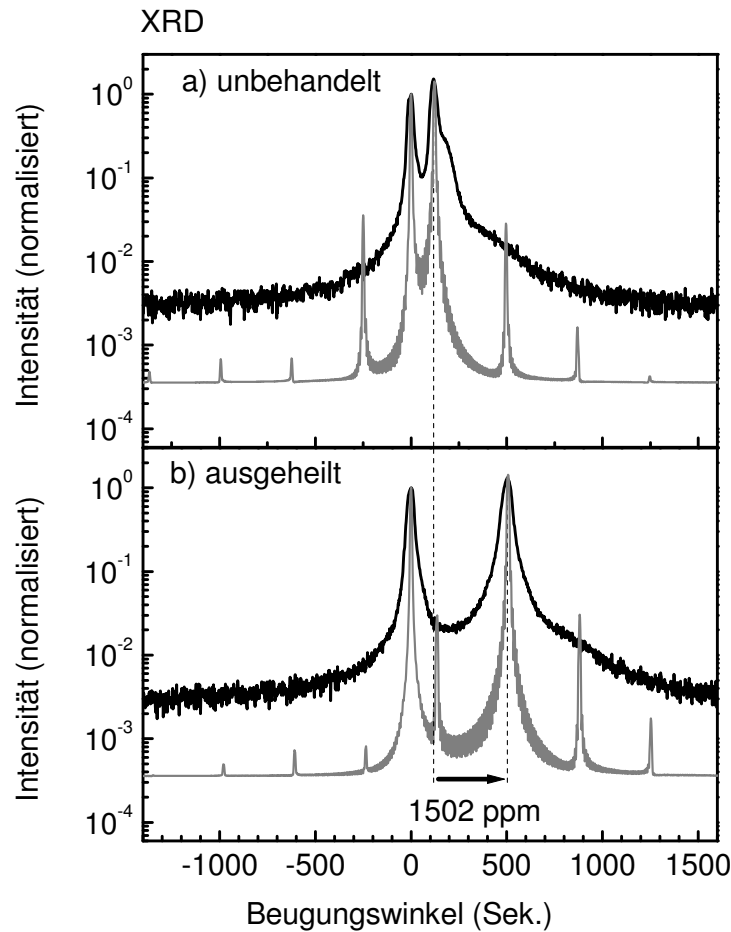


Abbildung 5.12: XRD Messkurven (schwarz) und Simulation (grau) einer 40 fachen LT GaInAs/GaInAs:Be Probe: a) unbehandelt, b) ausgeheilt.

flexe auf. Der Vergleich mit den Simulationen zeigt, dass ein relativer Unterschied in der Gitterkonstante von undotiertem zu Be dotiertem LT-GaInAs von 500 ppm schon zu Überstrukturreflexen der 1. Ordnung führen müsste, deren Intensität die des Rauschsignals übertreffen sollte. Die Qualität der Grenzflächen einer periodischen Struktur geht in die Intensität der Überstrukturreflexe der 1. Ordnung nur vernachlässigbar gering ein. Abgesehen von der relativen Verspannung verschiedener Schichten einer Periode zueinander, wird die Intensität des Reflexes 1. Ordnung einer Übergitterstruktur vielmehr dadurch bestimmt, wie wenig sich die Dicke eines sich wiederholenden Schichtpaketes von Periode zu Periode unterscheidet. Von einer stark variierenden Periodendicke, was in diesem Falle einer unterschiedlich star-

ken Diffusion von Be aus den einzelnen dotierten Schichten gleichkäme, ist aufgrund der erniedrigten Wachstumstemperatur nicht auszugehen. Hieraus kann gefolgert werden, dass der relative Unterschied in der Gitterkonstanten von undotiertem zu  $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  Be dotiertem LT-GaInAs kleiner als 500 ppm ist. Demgegenüber steht die grosse relative Veränderung von über 1500 ppm der Gitterkonstanten vom unbehandeltem zu ausgeheiltem GaInAs, die in der Abbildung durch die senkrechte gestrichelte Linie verdeutlicht wird. Zum Einfluss der Be Dotierung auf die kristallinen Eigenschaften von LT-GaInAs lässt sich zusammenfassend festhalten, dass die Menge an eingebautem Be in GaInAs nicht von der Wachstumstemperatur abhängt und ein Einfluss auf die durch die LT Epitaxie verursachte Aufweitung des Kristallgitters mittels XRD nicht nachgewiesen werden kann.

### 5.2.3 TEM Untersuchungen von LT MQWs

Tab. C.5 gibt einen Überblick über die MQW Proben, die mittels TEM untersucht wurden. Die Proben unterscheiden sich vor allem durch die Temperatur, bei der sie abgeschieden wurden. Hierbei muss festgehalten werden, dass eine Temperaturmessung bei einer nominellen Wachstumstemperatur von  $50^\circ\text{C}$  nicht sehr genau sein kann, da z.B. nicht bekannt ist, wie stark die Wärmestrahlung der heißen Quellen die Probe aufheizen. Um die Auswirkungen des Temperns zu untersuchen, wurde jeweils eine Hälfte von zwei Proben in einem MOCVD Reaktor 30 Minuten lang bei  $750^\circ\text{C}$  ausgeheilt. Abb. 5.13 zeigt eine Aufnahme geringer Auflösung des MQW Bereiches der Probe, die bei  $200^\circ\text{C}$  abgeschieden wurde. Die hervorragende Gleichmäßigkeit der 100 periodischen Strukturen, von der aufgrund der XRD Spektren ausgegangen wurde, kann durch diese Aufnahme bestätigt werden. Versetzungen oder sonstige Auffälligkeiten sind nicht auszumachen. Charakteristische Merkmale der niedrigen Wachstumstemperatur können in dieser Vergrößerung ( $\times 28000$ ) nicht nachgewiesen werden.

Dass selbst bei einer nominellen Wachstumstemperatur von  $50^\circ\text{C}$  noch einkristallines Wachstum möglich ist, zeigt die Hochauflösungsaufnahme in Abb. 5.14. Die GaInAs Schicht weist die gleiche Gitterkonstante wie die beiden angrenzenden AlInAs Schichten auf, was am Verlauf der abgebildeten Atomsäulen an den Grenzflächen abzulesen ist. Die nominellen Schichtdicken stimmen sehr gut mit den aus der Abbildung ablesbaren Werten überein. Die AlInAs Schichten haben z.B. eine nominelle Dicke von 7,5 nm. In der Abbildung kann den AlInAs Schichten eine Dicke von 12 bis 13 Gitterkonstanten zugeordnet werden. Dies entspricht einer Dicke von 7,0 - 7,6 nm. Auch die Grenzflächen erscheinen in weiten Bereichen atomar glatt, wobei allerdings lokal begrenzte Rauigkeiten (in der Abbildung durch das Oval gekennzeichnet)

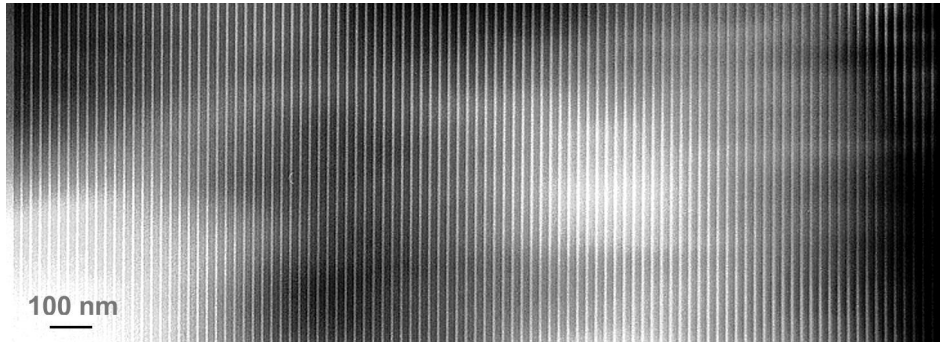


Abbildung 5.13: Hellfeld TEM Aufnahme ( $\times 28000$ ) einer bei  $200\text{ }^{\circ}\text{C}$  abgeschiedenen 100-periodigen QW Struktur (HHI13408) in Richtung  $[110]$ .

net), die sich über etwa drei bis vier Monolagen erstrecken, zu beobachten sind.

Die beiden bisher besprochenen TEM Aufnahmen der unbehandelten LT Proben geben keinen Hinweis darauf, dass sich in den Schichten Überschuss As befindet. Dies legt die Vermutung nahe, dass in unbehandelten Proben Überschuss As vor allem in Form von Punktdefekten vorliegt. Werden die Proben nach der Epitaxie thermisch behandelt, bilden sich jedoch As reiche Cluster, die mittels TEM sehr deutlich beobachtet werden können, wie die Dunkelfeldabbildung der bei nominell  $50\text{ }^{\circ}\text{C}$  abgeschiedenen und bei  $750\text{ }^{\circ}\text{C}$  ausgeheilten MQW Struktur in Abb. 5.15 zeigt. Die Aufnahme belegt, dass sich As Cluster vor allem in den GaInAs Schichten bilden. Dies entspricht der Beobachtung, dass sich in LT AlGaAs/GaAs MQW Strukturen As Cluster während der thermischen Behandlung vor allem in den GaAs Schichten bilden<sup>20,31</sup>.

In der hochauflösende Aufnahme (Abb. 5.16) eines Clusters der gleichen Probe ist deutlich dessen Facettierung zu sehen. Diese Facettierung scheint durch die umgebende kristalline Matrix bestimmt zu sein, da sich der Cluster selbst als amorph herausstellt. Dagegen wurde eine kristalline Struktur der As Cluster in getemperten LT GaAs nachgewiesen<sup>18,19</sup>.

Die Größe, der mittlere Abstand und die Dichte von As Clustern in GaInAs Volumenschichten, die bei  $700\text{ }^{\circ}\text{C}$  ausgeheilt wurden, wurden von Ibbetson et. al. in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur untersucht<sup>17</sup>. Diese Ergebnisse sind zusammen mit den Daten, die sich für die MQW Probe HHI31118 nach statistischer Auswertung ergeben, in Tab. 5.1 dargestellt. Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Wachstumstemperatur belegen die Daten dieser Probe den von Ibbetson et. al. dargestellten Zusammenhang, dass mit abnehmender Wachstumstemperatur die Größe und Dichte

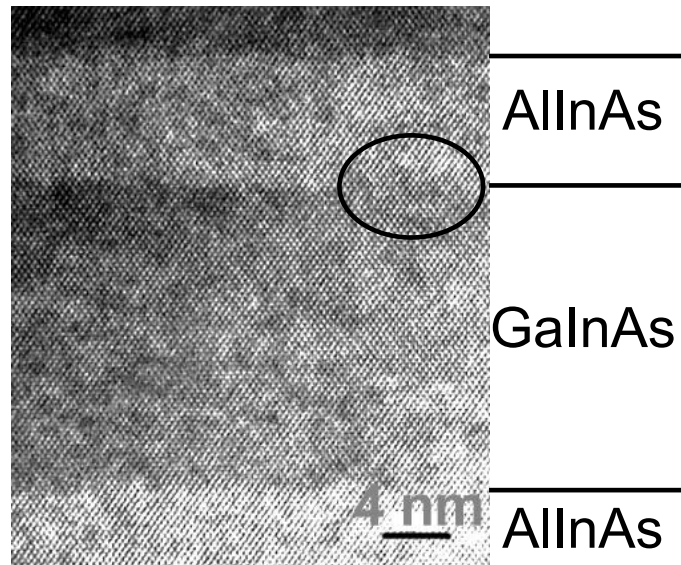


Abbildung 5.14: Hochaufgelöste Hellfeld TEM Aufnahme einer bei nominell  $50\text{ }^{\circ}\text{C}$  abgeschiedenen, unbehandelten MQW Struktur (HHI31118) in Richtung  $[110]$ . Das Oval markiert den Bereich, der Grenzflächenrauigkeiten aufweist.

der Cluster ansteigen. In Abb. 5.15 wurde gezeigt, dass sich As Cluster vor allem in den GaInAs Schichten bilden. Dagegen erscheinen die angrenzenden AlInAs Schichten frei von Clustern. Es stellt sich die Frage, ob der As Gehalt in den beiden Materialien ebenfalls unterschiedlich ausfällt. Daher wurden energiegefilterte TEM Aufnahmen einer ausgeheilten LT MQW Probe (HHI31117) aufgenommen. Für diese Aufnahmen wurden transmittierte Elektronen selektiert, die durch inelastische Streuung an den As Elektronen einen charakteristischen Energieverlust (As  $M_{4,5}$ -Kante bei 41 eV) erlitten haben. Abb. 5.17 zeigt im oberen Teil einen Ausschnitt einer solchen energiegefilterten Aufnahme, wobei Bereiche mit höheren Intensitäten heller dargestellt sind. Deutlich ist der Verlauf von AlInAs und GaInAs Schichten zu erkennen und daher ist von einem unterschiedlichen As Gehalt dieser Schichten auszugehen. Der weiße Rahmen markiert den Ausschnitt, der für die Intensitätsabtastung im unteren Teil der Abbildung gewählt wurde und umschließt einen As Cluster in einer GaInAs Schicht. Dieser Cluster ist im As Profil deutlich durch seine hohe Intensität erkennbar. Die mittleren Intensitäten der GaInAs und AlInAs Schichten sind in der Darstellung als waagerechte Linien eingezeichnet. Die Auswertung ergibt, dass der As Gehalt der AlInAs Schichten bezogen auf den As Gehalt der GaInAs Schichten

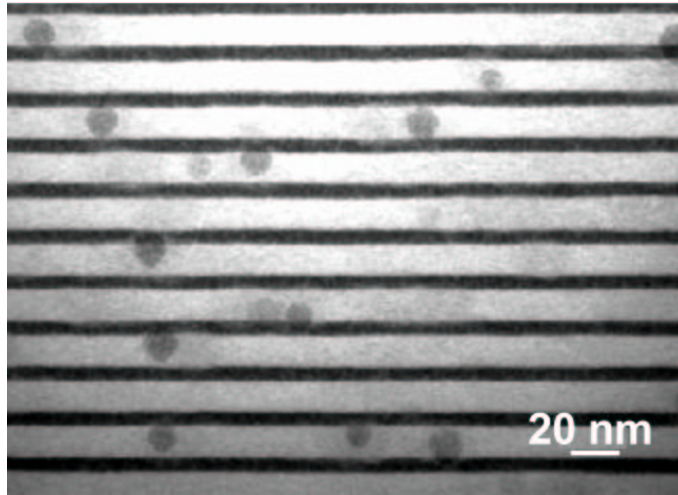


Abbildung 5.15: TEM Dunkelfeldabbildung einer bei nominell 50 °C abgeschiedenen, bei 750 °C ausgeheilten MQW Struktur (HHI31118). Für die Abbildung wurde die Probe leicht aus der [110] Richtung verkippt, um den (002) Reflex stärker anzuregen. Die dunklen (hellen) Streifen entsprechen den AlInAs (GaInAs) Schichten.

$T_g$ /°C	mittlerer Durchmesser (nm)	Dichte ( $cm^{-3}$ )	mittlerer Abstand (nm)
250	5,2	$5 \cdot 10^{15}$	54
225	5,4	$8 \cdot 10^{15}$	45
200	7,2	$9 \cdot 10^{15}$	41
175	7,7	$1 \cdot 10^{16}$	39
150	8,6	$1 \cdot 10^{16}$	38
50	12	$1,1 \cdot 10^{16}$	30

Tabelle 5.1: Vergleich von Cluster Größe, Dichte und mittleren Abstand der Literaturwerte<sup>17</sup> mit den Werten, die für eine bei 50 °C abgeschiedene MQW Struktur gefunden wurden.

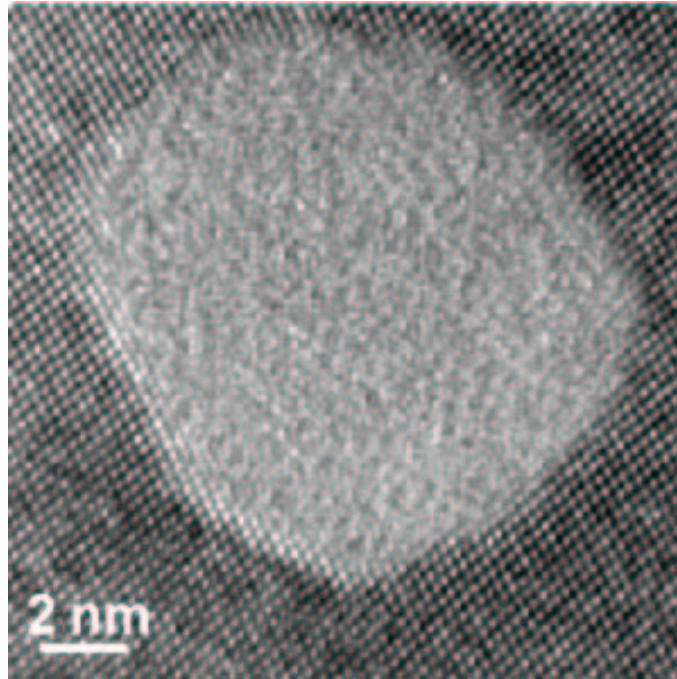


Abbildung 5.16: *Hochauflöste TEM Abbildung eines As Clusters in einer GaInAs Schicht einer getemperten LT MQW Probe (HHI31118).*

(ohne Berücksichtigung des Clusters) um ca. 2 bis 3 % höher ausfällt. Dies scheint in Zusammenhang mit der bevorzugten Bildung der As Cluster in GaInAs zu stehen, da Clusterbildung naturgemäß den As Gehalt der umgebenden GaInAs Schicht senkt. Die Literaturwerte lassen aufgrund starker Schwankungen nicht darauf schließen, dass unterschiedlich viel As in GaInAs und in AlInAs eingebaut wird (vgl. Tab. 2.1 und 2.2). Daher liegt die Vermutung nahe, dass die ungleiche Verteilung von Clustern und As Gehalt in LT AlInAs/GaInAs MQW Strukturen auf unterschiedlich starke Diffusion von As Atomen in den beiden Materialien während der thermischen Behandlung zurückzuführen ist. Diese Vermutung wird auch durch die Beobachtung gestützt, dass es in LT GaInAs Schichten zur Ausbildung von größeren Clustern kommt, als in LT AlInAs Volumenschichten. Abb. 5.18 zeigt eine Hellfeld TEM Aufnahme einer ausgeheilten LT MQW Struktur, wobei auch die angrenzende LT AlInAs Pufferschicht zu sehen ist. Deutlich sind auch in der AlInAs Schicht As Cluster zu erkennen, die jedoch im Mittel kleiner als jene in den GaInAs Schichten der MQW Struktur ausfallen.

Daran schließt sich die Frage an, welche Faktoren die Diffusion von As in verschiedenen Materialien beeinflussen können. In einer Untersuchung von p

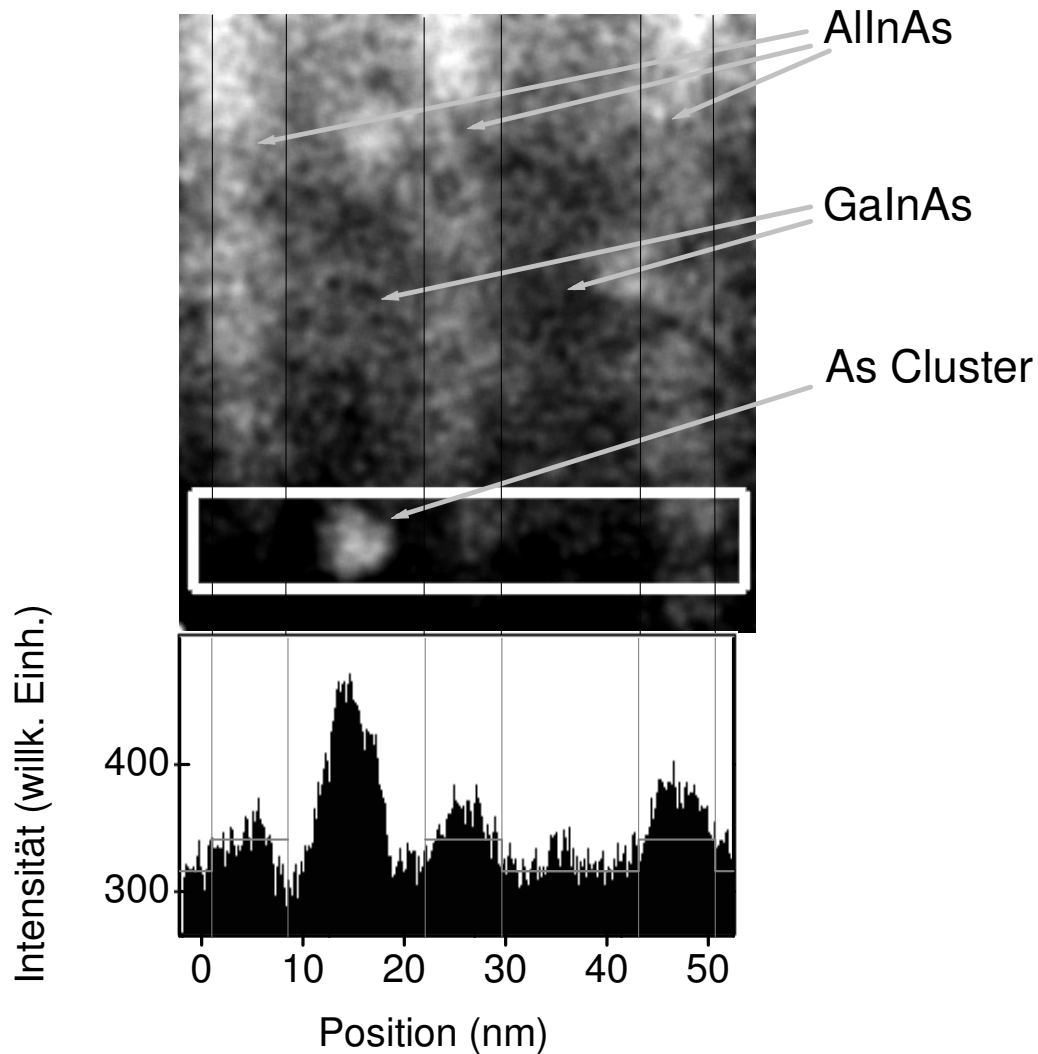


Abbildung 5.17: oben: Energiegefilterte TEM Aufnahme ( $\text{As-M}_{4,5}$ , 41 eV) einer bei  $100^\circ\text{C}$  abgeschiedenen AlInAs/GaInAs MQW Probe (HHI31117), die bei  $750^\circ\text{C}$  ausgeheilt wurde. Markiert sind senkrecht der Verlauf der Grenzflächen und waagrecht der Bereich über den eine Intensitätsabtastung aufgenommen wurde. unten: Auftragung der orts aufgelösten Intensitätsverteilung. Die Mittelwerte der As Intensitäten der GaInAs und AlInAs Schichten sind als waagerechte graue Linien eingezeichnet.

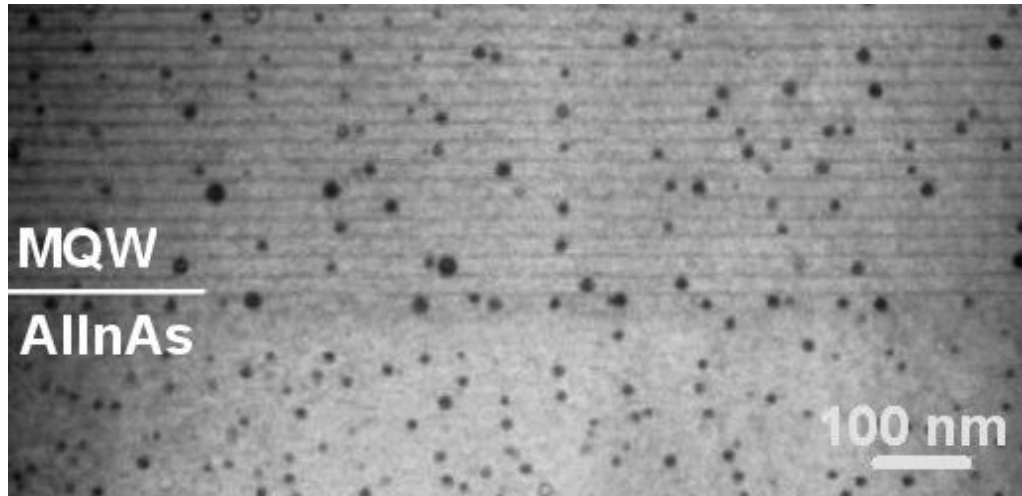


Abbildung 5.18: TEM Hellfeld Aufnahme einer AlInAs Pufferschicht mit anschließender MQW Struktur. Die Probe wurde bei 100 °C abgeschiedenen und bei 750 °C ausgeheilt (HHI31118).

und n dotierten LT GaAs Volumenschichten, wird vermutet, dass Gruppe III Leerstellen ( $V_{Ga}$ ) die Diffusion von Überschuss As während des Ausheilens unterstützt<sup>40</sup>. Das Ausbilden von Clustern vorzugsweise in den GaAs Schichten von LT AlGaAs/GaAs Heterostrukturen wird dadurch erklärt, dass von einer Cluster-Matrix Grenzflächenenergie ausgegangen wird, die in AlGaAs größer ausfällt als in GaAs. Begründet wird dies durch die bezogen auf die Ga-As Bindung stärkere Bindung von Al-As<sup>20,31</sup>. Da die GaInAs und AlInAs Schichten der hier betrachteten Probe beinahe gleichen In Gehalt aufweisen, könnte auch in diesem Fall die stärkere Al-As Bindung ein Grund für die geringere As Diffusion in AlInAs gegenüber GaInAs sein. Der Mechanismus der As Diffusion während des Ausheilens von LT GaInAs-AlInAs MQW Strukturen kann aufgrund der vorliegenden TEM Ergebnisse nicht bestimmt werden. Die TEM Aufnahmen geben jedoch über die kristalline Qualität von Schichten Aufschluss, die bei Temperaturen bis nominell 50 °C abgeschieden wurden. Die Ergebnisse lassen sich zu den folgenden Punkten zusammenfassen:

- Die MQW Strukturen weisen eine hervorragende periodische Gleichmäßigkeit auf und sind weitestgehend frei von Versetzungen. Die nominellen Dicken stimmen gut mit den tatsächlichen Werten überein.
- Grenzflächenrauigkeiten können sich lokal begrenzt über ca. vier Monolagen ausdehnen.



- Während des Ausheilens bei 750 °C bilden sich As Cluster vor allem in den GaInAs Schichten, wogegen die AlInAs Schichten der MQW Strukturen keine Clusterbildung aufweisen.
- Die As Cluster im GaInAs sind facettiert, weisen jedoch im Inneren keine Kristallstruktur auf.
- Clusterbildung in GaInAs Schichten führt zu einem um etwa zwei bis drei % gegenüber den angrenzenden AlInAs Schichten herabgesetzten As Gehalt

## 5.3 Optische Eigenschaften

In den folgenden Abschnitten wird zunächst ein Überblick über Photolumineszenz Messungen an undotierten LT MQW Strukturen gegeben. Hierbei wird der Bezug zu den durch die LT Epitaxie bedingten hohen Konzentrationen an freien Elektronen und Störstellen hergestellt (vgl. Abschnitt 5.1). Messungen wurden sowohl bei Raumtemperatur, als auch bei einer Temperatur von 10K durchgeführt. Die geringe PL Intensität von Proben, welche mit Be p-dotiert wurden, konnte an den zur Verfügung stehenden Messplätzen nicht nachgewiesen werden. Der Einfluss einer Be Dotierung auf LT MQW Proben konnte dagegen in statischen Transmissionsmessungen, welche anschließend behandelt werden, nachgewiesen werden.

### 5.3.1 Photolumineszenz

Photolumineszenz Spektren von MQW Strukturen, welche bei unterschiedlichen Wachstumstemperaturen abgeschieden wurden, sind in Abb. 5.19 dargestellt. Die in Abb. 5.19.a gezeigten Spektren wurden bei einer Temperatur von 10K aufgenommen und beziehen sich auf zwei nominell undotierte 100-fache MQW Strukturen, wovon eine bei hoher Wachstumstemperatur ( $T_g = 550^\circ\text{C}$ , graue Linie) und eine bei niedriger Temperatur ( $T_g = 250^\circ\text{C}$ , schwarze Linie) abgeschieden wurde (Tab. C.1). Das Spektrum der LT Probe ist durch sehr geringe Intensität geprägt und wurde für die Darstellung geglättet und mit einem Faktor von 200 multipliziert. Im Vergleich zum Spektrum der bei  $550^\circ\text{C}$  abgeschiedenen Probe, ist das Spektrum der LT-Probe durch eine etwa 2,5-fache Linienbreite und eine geringe Blauverschiebung gekennzeichnet. PL Signale von Proben, die bei Temperaturen von weniger als  $250^\circ\text{C}$  abgeschieden wurden, wurden bei einer Messtemperatur von 10 K nicht beobachtet. Aufgrund von XRD Messungen kann eine variierende Periodendicke von LT MQW Strukturen ausgeschlossen werden (Abschnitt 5.2.1). Die

Breite der PL Linie der LT Probe kann daher ihre Ursache entweder in lateraler Inhomogenität beispielsweise der Quantenfilmdicke haben oder ist in einer Aufweichung der Bandkante aufgrund von Zuständen in der Bandlücke begründet. Diese Aufweichung der Absorptionskanten von LT MQWs kann durch Transmissionsmessungen nachgewiesen werden (Abschnitt 5.3.2). Die geringe PL Intensität der LT Probe deutet darauf hin, dass nichtstrahlende Relaxationsmechanismen gegenüber dem strahlenden Interbandübergang dominieren. Auf die nichtstrahlende Relaxation wird in Abschnitt 5.5 näher eingegangen werden.

Abb. 5.19.b zeigt einen Vergleich von Raumtemperatur PL Spektren der beiden o.g. Proben. Zusätzlich ist das Spektrum einer Probe, welche bei einer Temperatur von 150°C abgeschieden wurde, abgebildet (schwarze gepunktete Kurve). Dass PL Linien von Proben, die bei Temperaturen von weniger als 250°C abgeschieden wurden, bei Raumtemperatur aufgelöst werden können, jedoch nicht bei tiefen Temperaturen, ist auf die durch die LT Epitaxie induzierten Donator Störstellen (Ionisierungsenergie  $\approx 91$  meV, s. Abschnitt 5.1.2) zurückzuführen. Diese führen bei Raumtemperatur zu hohen Konzentration an freien Elektronen, wodurch die Photolumineszenz verstärkt wird, sind aber bei tiefen Temperaturen größtenteils nicht ionisiert. Aus der hohen Konzentration an freien Elektronen der LT Proben bei Raumtemperatur und den hiermit verbundenen Bandfülleffekten folgt des Weiteren die Blauverschiebung der Probe, die bei 150°C abgeschieden wurde, gegenüber der Probe, welche unter normalen Bedingungen abgeschieden wurde.

In Abb. 5.20 wird ein Überblick über PL Messdaten von Proben mit variierender Wachstumstemperatur gegeben. Graue Linien und Symbole beziehen sich hierbei auf Messungen, die bei einer Temperatur von 10K durchgeführt wurden. Raumtemperatur Messergebnisse werden von schwarzen Linien und Symbolen dargestellt. Um die Beziehung zur Konzentration an freien Elektronen zu verdeutlichen, wurde diese in Abb. 5.20.d abgebildet (vgl. Abb. 5.1). Im Einzelnen sind die normierten integrierten Intensitäten in a), die Halbwertsbreiten in b) und die Wellenlängen maximaler Intensität in c) veranschaulicht. Grau unterlegt ist der Bereich der Wachstumstemperatur, in dem die elektrischen Eigenschaften der MQWs von tiefen Störstellen im AlInAs Barrierenmaterial maßgeblich beeinflusst werden (vgl. Abschnitt 5.1.1). Der Einfang von Elektronen aus den GaInAs Quantenfilme in tiefe Störstellen der AlInAs Barrieren führt zu einer geringen Konzentration an freien Ladungsträgern und aufgrund des konkurrierenden nichtstrahlenden Relaxationspfads zu einer geringen PL Intensität. Deutliche Änderungen in den Halbwertsbreiten und den Wellenlängen maximaler Intensität werden in diesem Bereich der Wachstumstemperatur nicht erwartet und auch nicht beobachtet.

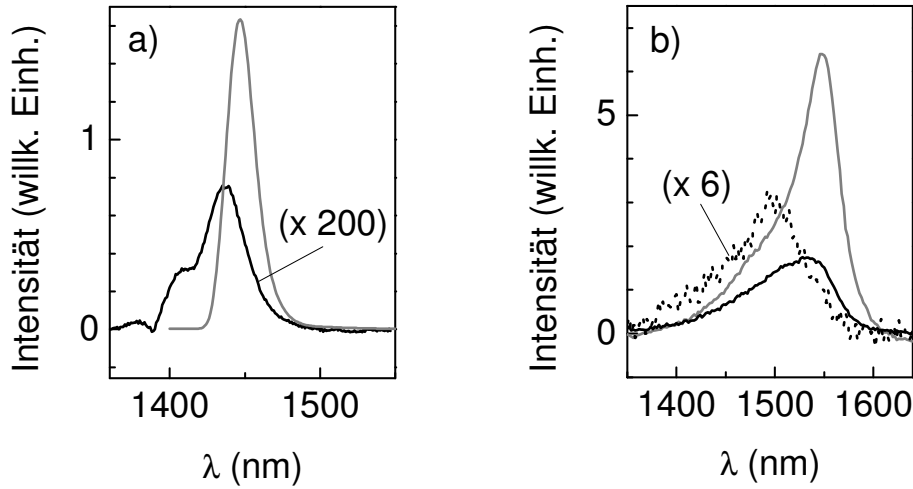


Abbildung 5.19: Photolumineszenz Spektren von 100-fachen nominell undotierten MQW Proben, welche bei einer Temperatur von 550° C (graue Kurven), 250° C (schwarze durchgezogene Kurven) und 150° C (schwarze gepunktete Kurve) abgeschieden wurden (s. Tab. C.1). Messungen erfolgten bei einer Temperatur von 10K (a) und bei Raumtemperatur (b). Das 10K Photolumineszenz Spektrum der bei 250° C abgeschiedenen Probe (schwarze Kurve in a) wurde geglättet (über jeweils 10nm gemittelt). (Da an unterschiedlichen Messplätzen gemessen wurde, sind die Intensitäten der Abb. a) und b) nicht vergleichbar).

Der Bereich niedriger Wachstumstemperaturen ( $T_g \leq 350^\circ\text{C}$ ) ist bei Raumtemperatur geprägt von hohen Konzentrationen an freien Elektronen, welche zur starken Blauverschiebung der Raumtemperatur PL Emission mit abnehmenden Wachstumstemperaturen führt. Die ebenfalls beobachtete Verbreiterung der PL Linien, sowohl bei Raumtemperatur, als auch bei einer Temperatur von 10K, beruht dagegen auf einer anderen Ursache als einer hohen Ladungsträgerkonzentration, da davon ausgegangen werden muss, dass ein Großteil der LT induzierten Donator Störstellen bei 10K nicht ionisiert sind. Die Verbreiterung kann darauf beruhen, dass Übergänge von Störstellen unterhalb der Leitungsbandkante ins Valenzband zur strahlenden Rekombination beitragen. Des Weiteren führt eine hohe Störstellendichte wegen der Störung der Kristallsymmetrie zur Aufweichung der Bandkanten. Ebenso können laterale Inhomogenitäten zur Aufweitung der PL Linien beitragen (vgl. Abschnitt 7.2). Die Abnahme der integrierten Intensität im unteren Bereich der Wachstumstemperatur lässt wiederum auf konkurrierende Relaxationspfade über nichtstrahlende Rekombinationszentren schließen.

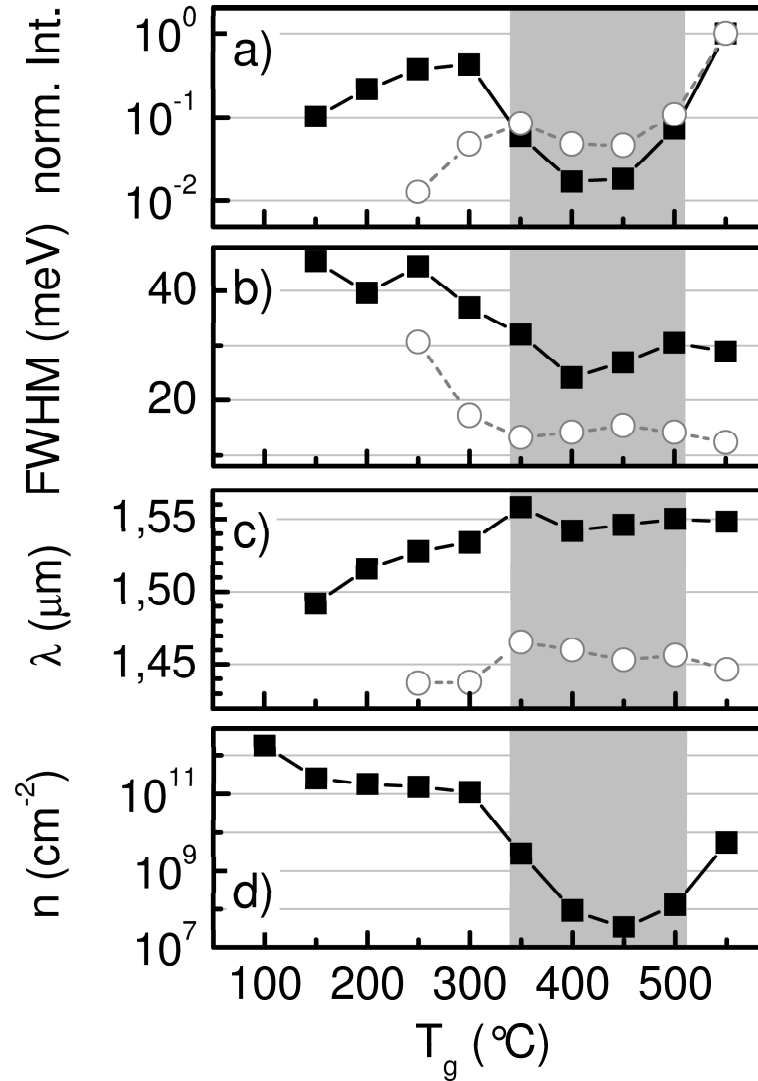


Abbildung 5.20: Raumtemperatur (schwarze Linien und Symbole) und 10K (graue Linien und Symbole) Photolumineszenz Messergebnisse (in Diagrammen a bis c) im Vergleich zur Flächenkonzentration an freien Elektronen (in Diagramm d, vgl. Abb. 5.1) von MQW Strukturen, die bei Wachstumstemperaturen von 100 bis 550°C abgeschieden wurde. Als Funktion der Wachstumstemperatur sind die normierte integrierte Intensität in a), die Halbwertsbreite in b) und die Wellenlänge des maximalen PL Signals in c) aufgetragen. Grau unterlegt ist der Temperaturbereich, in dem die Eigenschaften des Barrierenmaterials die elektrischen Eigenschaften der MQW Strukturen bestimmen. Probenparameter sind in Tab. C.1 aufgelistet.

Zusammenfassend müssen die folgenden Faktoren berücksichtigt werden, um die Photolumineszenz von LT GaInAs/AlInAs MQWs zu erklären:

- Tiefe Störstellen in den AlInAs Barrieren beeinträchtigen die PL von GaInAs /AlInAs MQWs in einem mittleren Bereich der Wachstumstemperatur.
- Störstellen nahe der Leitungsbandkante in GaInAs, welche bei Raumtemperatur eine hohe Konzentration an freien Elektronen zur Folge haben und als Zustände in der Bandlücke die Photolumineszenz beeinflussen.
- Eine durch eine hohe Störstellendichte bedingte Aufweichung der Bandkanten.
- Laterale Inhomogenitäten der Quantenfilmdicke oder Fluktuationen der Zusammensetzung der Verbindungshalbleiter sind aufgrund der experimentellen Ergebnisse nicht auszuschließen. Auch die entsprechenden lokalen Potentialminima und die hiermit verbundenen lokalisierten Zustände beeinflussen die Photolumineszenz der LT MQWs (vgl. Abb. 5.14).

### 5.3.2 Transmission

Statische Transmissionsmessungen sind an LT GaInAs Volumenschichten und Vielfachquantenfilm Proben durchgeführt worden. Im Folgenden wird zunächst auf die Transmission von LT GaInAs Proben und die Auswirkung von p-Dotierung mittels Be eingegangen.

Abb. 5.21.a zeigt Transmissionsspektren einer bei 200°C abgeschiedenen nominell undotierten Volumenschicht im unbehandelten Zustand (schwarze Kurve) und nachdem sie eine Stunde lang bei 500°C ausgeheilt wurde (graue Kurve). Während die nicht ausgeheilte Probe eine für LT Proben typische aufgeweichte Absorptionskante aufweist, kann durch thermische Behandlung erreicht werden, dass die LT GaInAs Probe eine deutlich steilere Absorptionskante als im unbehandelten Fall aufweist. Dies wird ebenfalls für Be dotierte LT Proben beobachtet, wie dies anhand eines Beispiels in Abb. 5.21.c gezeigt wird. Ursache hierfür kann in einer Reduktion der Dichte von LT-MBE induzierten Störstellen in der Bandlücke und weiterhin in einer Änderung der Konzentrationen an freien Elektronen bzw. Löchern liegen (vgl. Kap 5.1.2). Letzterer Effekt wurde durch die Berechnung der kombinierten Zustandsdichte mittels parabolischer Näherung abgeschätzt. Entsprechende

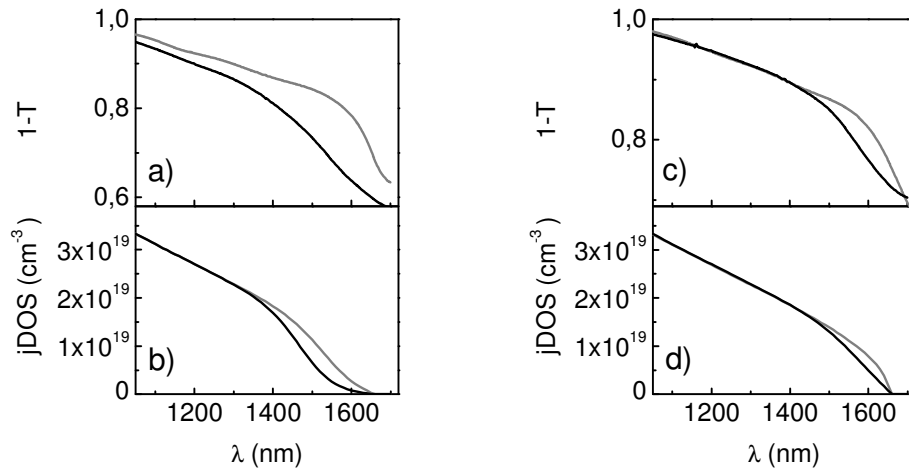


Abbildung 5.21: Statische Transmissionsmessungen an LT GaInAs Volumenschichten (oben) mit berechneten kombinierten Zustandsdichten (unten). Schwarze (graue) Linien beziehen sich auf nicht ausgeheilte (thermisch behandelte) Proben. Diagramme a) und b) beziehen sich auf eine nominell undotierte Probe (HHI31063), die Diagramme c) und d) auf eine Be dotierte Probe (HHI31072). Be Konzentrationen und Ladungsträgerdichten sind in Tab. C.6 enthalten.

kombinierte Zustandsdichten sind unter Berücksichtigung der freien Ladungsträgerdichten (Tab. C.6) im unbehandelten (schwarze Kurven) und im ausgeheilten Zustand (graue Kurven) in den Diagrammen 5.21.b und 5.21.d dargestellt. Die berechneten Kurven geben die beobachtete Tendenz einer abrupteren Absorptionskante, welche nach thermischer Behandlung beobachtet wird, wieder. Die gemessenen Transmissionsspektren vor und nach thermischer Behandlung weichen jedoch deutlich stärker voneinander ab, als dies aufgrund unterschiedlicher Ladungsträgerdichten zu erwarten wäre. Daher ist die Veränderung der Absorptionskante während der thermischen Behandlung vor allem auf eine Reduktion der Dichte an LT induzierten Zuständen in der Bandlücke aufgrund der Umverteilung von Überschuss As (s. Abschnitt 5.2.3) zurückzuführen.

Der Vergleich von Abb. 5.21.a und 5.21.c zeigt, dass der Unterschied, der an der Absorptionskante in den Transmissionsspektren an unbehandelten und ausgeheilten Proben beobachtet wird, deutlich stärker bei der Probe ohne Be Dotierung in Erscheinung tritt. Dies wird ebenfalls bei MQW Strukturen beobachtet. Abb. 5.22.a und 5.22.b zeigen Transmissionsspektren von LT MQW Proben, die unbehandelt und nach thermischer Behandlung gemessen wurden. Die Spektren in a) beziehen sich auf eine nominell undotierte Probe,

dagegen wurde die MQW Struktur, deren Spektren in b) dargestellt sind, homogen mit Be dotiert ( $[Be] = 8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ). Diese Beobachtung deutet darauf hin, dass Be die Umverteilung von Überschuss As während der thermischen Behandlung erschwert, obwohl dies mittels Röntgendiffraktometrie nicht nachgewiesen werden kann (Abschnitt 5.2.2).

In Abb. 5.22.d wird der Einfluss von kompressiver Verspannung auf die Transmission anhand zweier 60-fachen MQW Proben, welche bei  $T_g = 500^\circ\text{C}$  abgeschieden wurden, verdeutlicht. Die Quantenfilme und Barrieren der Probe HHI13598 wurde nominell gitterangepasst abgeschieden. Dagegen wurden die Zusammensetzungen der einzelnen Schichten von Probe HHI13607 so gewählt, dass relativ zum InP Substrat die GaInAs Quantenfilme ca. 1 % druckverspannt und die AlInAs Barrieren ca. 1 % zugverspannt sind (Probenparameter in Tab. C.7). Zum einen ergeben sich dadurch Übergangswellenlängen von Valenzsubbändern zu Leitungssubbändern (in der Abb. durch die vertikalen Striche markiert), die sich stark von denen der gitterangepassten Probe unterscheiden. Zum anderen weist das Transmissionsspektrum der kompressiv verspannten MQW Probe deutlich stärkere exzitonische Absorption als das Spektrum der gitterangepassten Probe auf. Dies ist darin begründet, dass kompressiv verspannte Quantenfilme im Vergleich zu gitterangepassten Quantenfilmen bei gleicher spektralen Lage der Absorptionskante eine geringere Quantenfilmdicke aufweisen und daher Exzitonen eine größere Bindungsenergie aufweisen<sup>229</sup>. Abb. 5.22.c zeigt das Transmissionsspektrum einer ebenfalls kompressiv verspannten MQW Probe (HHI13613a), welche sich von der verspannungskompensierten Probe in d) (HHI13607) durch die niedrige Wachstumstemperatur von  $T_g = 200^\circ\text{C}$  unterscheidet. Exzitonische Absorptionslinien sind in dem Spektrum der LT Probe nicht erkennbar. Vielmehr gleicht das Spektrum dem der Probe HHI13412a in b), welche bei gleicher Wachstumstemperatur aber gitterangepasst abgeschieden wurde. Demnach ist es nicht möglich, dem Effekt der durch die LT MBE bedingten aufgeweichten Absorptionskanten durch kompressive Verspannung der Quantenfilme entgegenzuwirken.

Zusammenfassend können aus den Messungen der statischen Transmission von Proben, welche bei niedrigen Wachstumstemperaturen abgeschieden wurden, die folgenden Zusammenhänge abgeleitet werden:

- Im Vergleich zu Proben, welche bei normaler Wachstumstemperatur abgeschieden wurden, weisen LT Proben aufgeweichte Absorptionskanten auf (s. auch rechter Teil Abb. 5.26). Dieser Effekt kann durch thermische Behandlung abgeschwächt werden, was durch die Veränderung der Ladungsträgerdichten und der Umverteilung von Überschuss As während des Ausheilens zu erklären ist.

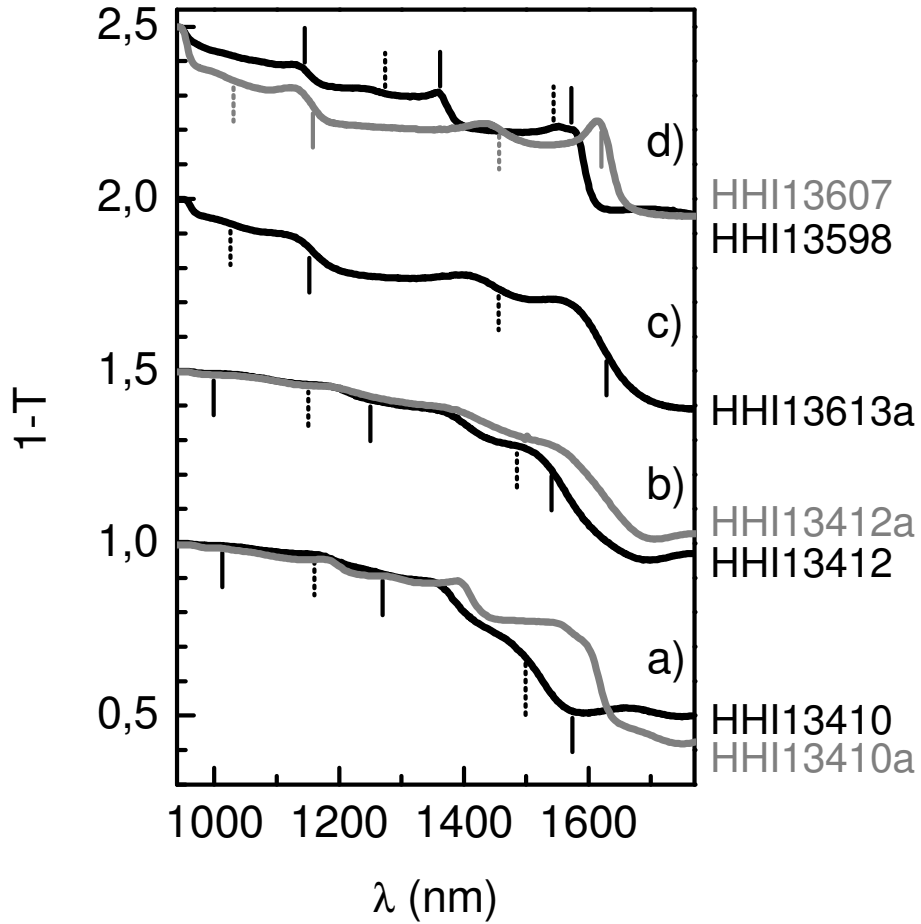


Abbildung 5.22: Statische Transmissionsmessungen an MQW Proben. a) und b) zeigen Spektren von LT MQWs, die vor und nach thermischer Behandlung aufgenommen wurden (a: nominell undotiert, b: p-dotiert). Die Probe HHI13613a (c) unterscheidet sich von der Probe HHI13412a (b) dadurch, dass erstere verspannungskompensiert abgeschieden wurde. Die Proben in d) wurden bei 500°C abgeschieden und unterscheiden sich durch die Verspannung der Quantenfilme gegenüber den Barrieren. Vertikale durchgezogene (gepunktete) Striche geben Leitungssubband - Schwerlochsubband (-Leichtlochsubband) Übergangswellenlängen am  $\Gamma$ -Punkt an. Bei den angegebenen Probennummern bezeichnet ein angehängtes a, dass die Probe thermisch behandelt wurde. Die entsprechenden Probenparameter sind in Tab. C.7 aufgelistet. (Die Spektren unter b, c und d sind jeweils um 0,5 vertikal verschoben.)



- Die Umverteilung von Überschuss As bei hohen Temperaturen wird durch p-Dotierung mittels Be erschwert.
- Dem LT-MBE bedingten Aufweichen der Absorptionskanten kann nicht durch verspannungskompensierte MQW Strukturen entgegengewirkt werden.

## 5.4 Oberflächencharakteristika der LT Proben

Sämtliche für weitergehende Untersuchungen verwendete Proben wiesen nach der Epitaxie im Interferenzkontrastmikroskop eine spiegelnde, relativ defektarme Oberfläche auf. Um Aussagen über den Einfluss der Wachstumstemperatur und des Ausheilens auf die Morphologie machen zu können, wurden ausgewählte Proben im Rasterkraft Mikroskop (AFM: atomic force microscope) näher untersucht.

Zunächst soll auf den Einfluss der erniedrigten Wachstumstemperatur eingegangen werden. Hierzu sind die AFM Aufnahmen von Vielfachquantenfilm Proben in Abb. 5.23 gegenübergestellt, von denen eine bei herkömmlicher Temperatur (500 °C) und die andere bei erniedrigter Wachstumstemperatur (150 °C) epitaktisch abgeschieden wurde. Die Proben wurden vor den AFM Aufnahmen nicht thermisch behandelt. Die jeweilige Schichtstruktur der 100 periodischen Vielfachquantenfilm Strukturen kann Tabelle C.8 entnommen werden. Die AFM Aufnahmen belegen einen deutlichen Unterschied in der Oberflächenrauigkeit. Bewegen sich die Schwankungen im Höhenprofil der Standardprobe im Bereich von  $\pm 2$  Monolagen, beläuft sich der entsprechende Wertebereich für die Probe, die bei nur 150 °C abgeschieden wurde, im Bereich von  $\pm 3$  Monolagen. Angesichts der zu erwartenden stark reduzierten thermischen Beweglichkeiten der Reaktanden auf der Oberfläche der wachsenden Schicht ist dieser Unterschied außerordentlich gering.

Um den Einfluss des thermischen Ausheilens zu untersuchen, wurden von der Oberfläche einer GaInAs Probe, die bei einer Wachstumstemperatur von 200 °C abgeschieden wurde, AFM Aufnahmen aufgenommen. Nach der Epitaxie wurde die Probe gespalten und eine Hälfte in der MBE Prozesskammer bei einer Temperatur von 500° unter As Stabilisierung eine Stunde lang getempert. Die Abb. 5.24 stellt den AFM Aufnahmen der unbehandelten Hälfte und der ausgeheilten Hälfte der 200 °C Probe eine Aufnahme einer GaInAs Probe gegenüber, die unter Standardbedingungen ( $T_g = 500^\circ\text{C}$ ) abgeschieden wurde. Während auf der Aufnahme der Standard GaInAs Probe zweidimensionales Wachstum in Form von ausgedehnten Wachstumsinseln sichtbar wird und ei-

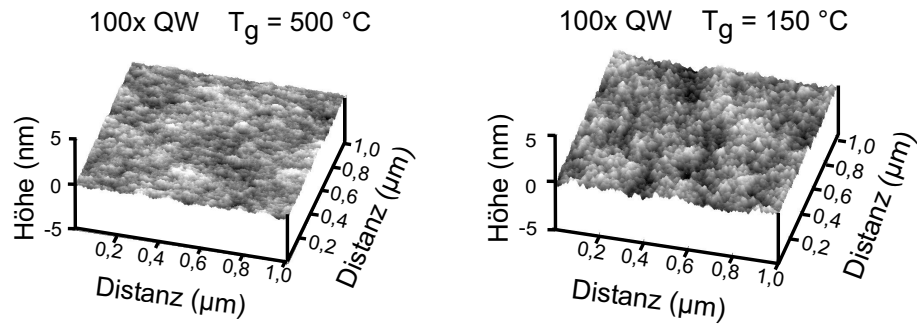


Abbildung 5.23: AFM Aufnahmen der Oberfläche von Vielfachquantenfilm Proben, die bei  $T_g = 500\text{ °C}$  (links) und  $150\text{ °C}$  (rechts) abgeschieden wurden.

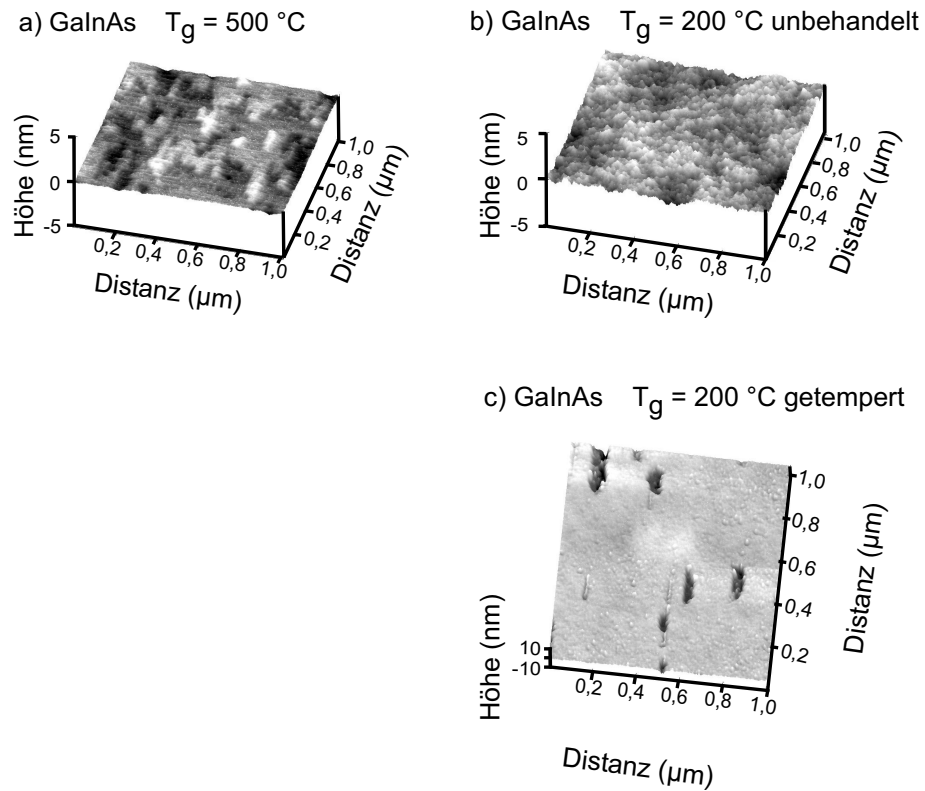


Abbildung 5.24: AFM Aufnahmen der Oberflächen einer  $T_g = 500\text{ °C}$  GaInAs Probe (a), der Oberfläche einer bei  $200\text{ °C}$  abgeschiedenen GaInAs Probe vor (b) und nach einer thermischen Behandlung (c).

ne statistische Höhenschwankung von  $\pm 1,5$  Monolagen ausgewertet werden kann, erhöht sich dieser Wert auf  $\pm 3$  Monolagen bei der unbehandelten LT GaInAs Probe. In der AFM Aufnahme der LT Probe sind außerdem im Gegensatz zur Standard GaInAs Probe keine ausgedehnten Wachstumsinseln zu erkennen, sondern die Oberfläche wirkt eher fein zerklüftet. Abb. 5.24 c) zeigt die LT-GaInAs Probe nach der thermischen Behandlung. Auffällig ist hierbei vor allem, dass während des Temperschritts Risse, bzw. Löcher auf der Oberfläche (mit den Ausmaßen von etwa  $30 \times 100$  nm) entstehen. Hierfür gibt es zwei möglich Gründe. Ersten kann vergleichbares passieren, wenn GaInAs bei  $500^\circ\text{C}$  nicht ausreichend mit As stabilisiert wird, und die thermische Energie ausreicht, As Atome aus der Kristalloberfläche herauszulösen. Allerdings war der As Stabilisierungsfluss höher, als normalerweise zum Wachstum von GaInAs bei  $500^\circ\text{C}$  notwendig ist. Ein weiterer Grund könnte das auf Seite 48 beschriebene Gitterschrumpfen von LT-GaInAs während des Ausheilens sein. Wird dabei eine von der Probendicke abhängige kritische Verspannung überschritten, bleibt die epitaktische Schicht nicht relativ zum Substrat verspannt, sondern beginnt zu relaxieren. Bei den beobachteten Rissen in der Oberfläche könnte es sich um Anzeichen einer solchen Relaxation handeln.

## 5.5 Kurzzeitspektroskopie

Die Relaxation eines durch einen ultrakurzen Laserpuls angeregten Halbleiters zurück in seinen Gleichgewichtszustand lässt sich in die folgenden zeitlich überlappenden Regime unterteilen<sup>230</sup>:

- Kohärentes Regime ( $\leq 200$  fs): Die durch den Laserpuls im Halbleiter erzeugten Anregungen weisen zunächst eine definierte Phasenbeziehung zum elektromagnetischen Feld des Anrempulses auf, wodurch sich eine makroskopische kohärente optische Polarisierung ergibt. Die Kohärenz wird jedoch von einer Reihe von schnellen Streuprozessen gestört. Diese Phasenrelaxation ist mit einer homogenen Verbreiterung des involvierten optischen Übergangs verbunden.
- Athermisches Regime ( $\leq 2$  ps): Die Energieverteilung der durch den Anrempuls erzeugten Ladungsträger lässt sich nicht durch eine bestimmte Temperatur beschreiben. Erst der Energieaustausch zwischen Ladungsträgern durch Streuprozesse, wie Elektron-Elektron oder Exziton-Exziton Streuung, führt zu einer thermischen Ladungsträgerverteilung, welche durch eine Temperatur beschrieben wird, die typischerweise größer als die Gittertemperatur ist (heiße Ladungsträger).
- Thermisches Regime heißer Ladungsträger ( $\sim 1 - 100$  ps): Durch Wechselwirkung mit Phononen gleicht sich die Temperatur der Ladungsträger der des Gitters an. Bei Raumtemperatur handelt es sich hierbei vor allem um die Emission von LO Phononen, die zur Abkühlung der Ladungsträgerverteilung führt.
- Isothermisches Regime ( $\geq 100$  ps): Ladungsträgerverteilungen werden durch die Gittertemperatur beschrieben und die durch die Anregung erzeugten zusätzlichen Ladungsträger rekombinieren strahlend oder nicht-strahlend.

Für die nachfolgenden Anrege- und Abtastmessungen, welche ausnahmslos bei Raumtemperatur durchgeführt wurden, sind vor allem letztere beiden Regime relevant. Messungen an LT GaInAs Volumenschichten und LT GaInAs/AlInAs MQW Strukturen können mit Untersuchungen zur Dynamik angeregter Ladungsträger in entsprechenden Strukturen, welche bei herkömmlichen Wachstumstemperaturen abgeschieden wurden, verglichen werden<sup>231–239</sup>. Die durch die LT Epitaxie hervorgerufenen Zustände nahe der Leitungsbandkante erweitern jedoch das Übergangsszenario, wie dies in Abb. 5.25 schematisch dargestellt ist. Neben der Interbandabsorption (1) ermöglichen die LT Trap-Zustände Absorption durch Anregung von eingefangenen Elektronen in das

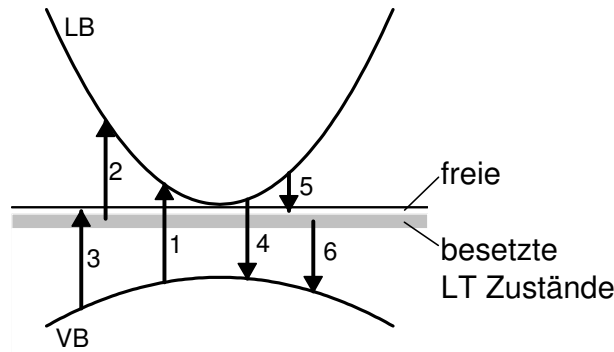


Abbildung 5.25: Schematische Darstellung von Übergängen, die zur Absorption bei resonanter Anregung (1-3) und anschließender Relaxation angeregter Ladungsträger (4-6) in LT GaInAs beitragen.

Leitungsband (2) und durch Anregung aus dem Valenzband in freie Trap-Zustände (3). Der Einfang von Elektronen aus dem Leitungsband (5) und die Rekombination von Elektronen aus besetzten LT Zuständen mit Löchern aus dem Valenzband (6) tragen neben der Interbandrekombination (4) zur Relaxation von angeregten Ladungsträgern in LT GaInAs bei. Des Weiteren muss dieses Schema im Fall von Be dotierten Schichten um das entsprechende Akzeptorniveau und im Fall von ausgeheilten Proben um die Zustände, welche durch Anhäufung von Überschuss As in Form von Clustern gebildet werden, erweitert werden. Um Anrege- und Abtastmesskurven interpretieren zu können, müssen ferner thermische Ladungsträgerverteilungen, exzitoni-sche Effekte bzw. Coulombverstärkung, Bandfülleffekte, und Bandlückenrenormierung betrachtet werden.

### 5.5.1 Einfluss der Wachstumstemperatur

Im Folgenden werden zeitaufgelöste Messungen an nominell undotierten und unbehandelten MQW Strukturen, welche bei Wachstumstemperaturen im Bereich von 550 bis 100 °C abgeschieden wurden, vorgestellt. Mit Erniedrigung der Wachstumstemperatur erhöht sich die Dichte an LT Zuständen in der Nähe der Leitungsbandkante. Deren Auswirkung auf die Relaxationsdynamik angeregter Ladungsträger wird anhand von Anrege- und Abtastmesskurven diskutiert.

In Abb. 5.26 (Proben HHI30940-58 Tab. C.9) und 5.27 (Proben HHI31104-21 Tab. C.9) sind jeweils im linken Teil zeitaufgelöste Transmissionsmessungen

dargestellt, die mittels eines Ringfaserlasers (Abschnitt 4.1.1) an dem in Abschnitt 4.2 vorgestellten Anrege- und Abtastmessplatz aufgenommen wurden. Die verwendeten Anregungsdichten betrugen  $2 - 6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  pro QW und wurden aus der Überlappung des Anregungsspektrums mit dem jeweiligen Absorptionsspektrum (rechte Teile der Abbildungen: das Anregungsspektrum ist durch den grauen Bereich markiert) bestimmt. Die Zeitaufösung dieser Messungen wird durch die Pulsdauer von 700 fs bestimmt (PBS Ausgang des Ringfaserlasers).

Die Transmissionskurven von Proben, welche bei Wachstumstemperaturen von  $T_g \geq 200 \text{ °C}$  abgeschieden wurden, sind zunächst geprägt von einem steilen Anstieg der differentiellen Transmission, welcher durch die Dauer der Laserpulse beschränkt wird. Bei einer Zeitverzögerung von  $\Delta t = 0$  wird eine schmale Kohärenzlinie beobachtet und daran schließt sich das differentielle Transmissionssignal an, welches sich hauptsächlich aus der Anregung von Ladungsträgern durch den Anregepuls und daraus resultierender verminderter Absorption des Abfragepulses aufgrund von Pauli Blockierung ergibt. Die Abklingzeiten verringern sich mit abnehmenden Wachstumstemperaturen von etwa 1 ns auf 10 ps (schwarze Quadrate in Abb. 5.28). Vor allem Messkurven, welche bei niedrigen Wachstumstemperaturen abgeschieden wurden, weisen deutliche Signale bei  $\Delta t < 0$  auf, welche sich aus langanhaltenden Transmissionsänderungen ergeben und auf vorhergehende Anregepulse (zeitlicher Abstand der Pulse = 31 ns) zurückzuführen sind. Der Verlauf der differentiellen Transmission kann für Proben, die bei Wachstumstemperaturen von 400°C und höher abgeschieden wurden, einfach-exponentiell angeglichen werden ( $\Delta T/\rho = A \cdot \exp(-t/\tau_1)$ ). Für eine Beschreibung der restlichen Kurven, lassen sich entweder biexponentielle Funktionen angleichen oder aber einfach-exponentielle Funktionen mit Offset ( $\Delta T/\rho = I_o + A \cdot \exp(-t/\tau_1)$ ). Letztere Möglichkeit wurde in diesem Fall gewählt und die auf diese Weise erhaltene Abklingzeit  $\tau_1$ , das maximale differentielle Signal  $\Delta T/\rho_{max}$ , sowie die auf das maximale Signal normierte Intensität des differentiellen Transmissionssignals für negative Verzögerungszeiten  $\Delta T_{t<0}/\Delta T_{max}$  in Abb. 5.28 als Funktion der Wachstumstemperatur aufgetragen (schwarze Quadrate). Weiterhin wurde aus dem Offset der Angleichfunktion und der Signalthöhe bei negativer Verzögerungszeit eine Abklingzeit für eine langanhaltende Komponente der differentiellen Transmission ( $\tau_2$ ) abgeschätzt (Abb. 5.28.c). Während die Absorptionsspektren (rechter Teil Abb. 5.26) von Proben, welche bei Temperaturen von 350 bis 550 °C abgeschieden wurden, deutliche exzitonsche Überhöhung aufweisen, werden diese bei Proben, die bei niedrigeren Temperaturen abgeschieden wurden, stark verbreitert bzw. nicht beobachtet. Zusätzlich wird eine Aufweichung der Absorptionskanten mit abnehmender Wachstumstemperatur beobachtet, die sich zum Einen auf die hohen Kon-

zentrationen an freien Elektronen (Abschnitt 5.1.1) und zum Anderen auf die hohe Dichte an LT Zuständen nahe der Leitungsbandkante (Tab. 2.1) zurückführen lässt. Bei der Probe, die bei 100 °C abgeschieden wurde, ist die Absorption stark reduziert und das zeitaufgelöste Signal weist neben dem kohärenten Signal nur eine langanhaltende positive Transmissionsänderung auf. Um die Burstein-Moss Verschiebung der Absorptionskante zu kompensieren und somit die Absorption von LT Proben im Wellenlängenbereich um 1,55  $\mu\text{m}$  zu erhöhen, wurde eine weitere Serie von nominell undotierten MQW Strukturen mit dickeren Quantenfilmen hergestellt (HHI31104-21 Tab. C.9). Die entsprechenden Messkurven sind in Abb. 5.27 dargestellt. Die Absorptionsspektren im rechten Teil verdeutlichen die Rot-Verschiebung der Bandkanten gegenüber den Absorptionsspektren der Proben, welche in Abb. 5.26 dargestellt sind. Durch die Anpassung der Quantenfilmdicken (für  $T_g = 100$  °C eine Verbreiterung von 8,8 auf 14,4 nm) konnte die Signalintensität der differentiellen Transmission deutlich verstärkt werden. Die oben aufgeführten Kenngrößen sind für die Serie mit angepassten Schichtdicken als graue Kreise der Übersichtsdarstellung 5.28 beigelegt.

Der Abbildung 5.28.a ist zu entnehmen, dass durch Anpassung der Quantenfilmdicke die maximale Transmissionsänderung für niedrige Wachstumstemperaturen konstant gehalten werden kann. Diese Werte sind dennoch deutlich geringer als entsprechende Werte von Proben, die bei hohen Wachstumstemperaturen abgeschieden wurden. Dies deutet darauf hin, dass exzitonische Effekte maßgeblich zur nicht-linearen Transmission der MQWs, welche bei hohen Temperaturen hergestellt wurden, beitragen. Bei tiefen Wachstumstemperaturen sind exzitonische Überhöhungen im Absorptionsspektren stark verbreitert, bzw. werden überhaupt nicht beobachtet. Die hohe Konzentration an freien Elektronen führt einerseits zur Renormierung der Bandlücke, wodurch die Bindungsenergie der Exzitonen verringert wird und andererseits ist ein Großteil der Zustände, die zur Bildung von Exzitonen beitragen würden, besetzt<sup>229</sup>.

Die Darstellung der exponentiellen Abklingzeit  $\tau_1$  in Abb. 5.28.b zeigt gegenüber der Standardprobe ( $T_g = 550$  °C) eine Reduktion um eine Größenordnung in dem Bereich der Wachstumstemperatur, der zu tiefen Störstellen in den AlInAs Barrieren führt (grau hinterlegter Bereich, vgl. Abschnitt 5.1.1). Aufgrund der langsamen Rekombination der eingefangenen Elektronen aus den Quantenfilmen in diese Störstellen wird einer Erhöhung des akkumulierten Signals (Abb. 5.28.d) beobachtet. Wird die Wachstumstemperatur weiter reduziert, kommen die durch Überschuss As induzierten Störstellen in den GaInAs Quantenfilmen zum Tragen und die Abklingzeit verringert sich auf etwa 10 ps bei einer Wachstumstemperatur von  $T_g = 100$  °C. Auch dieser schnelle Einfang von angeregten Ladungsträger bringt eine Erhöhung des ak-

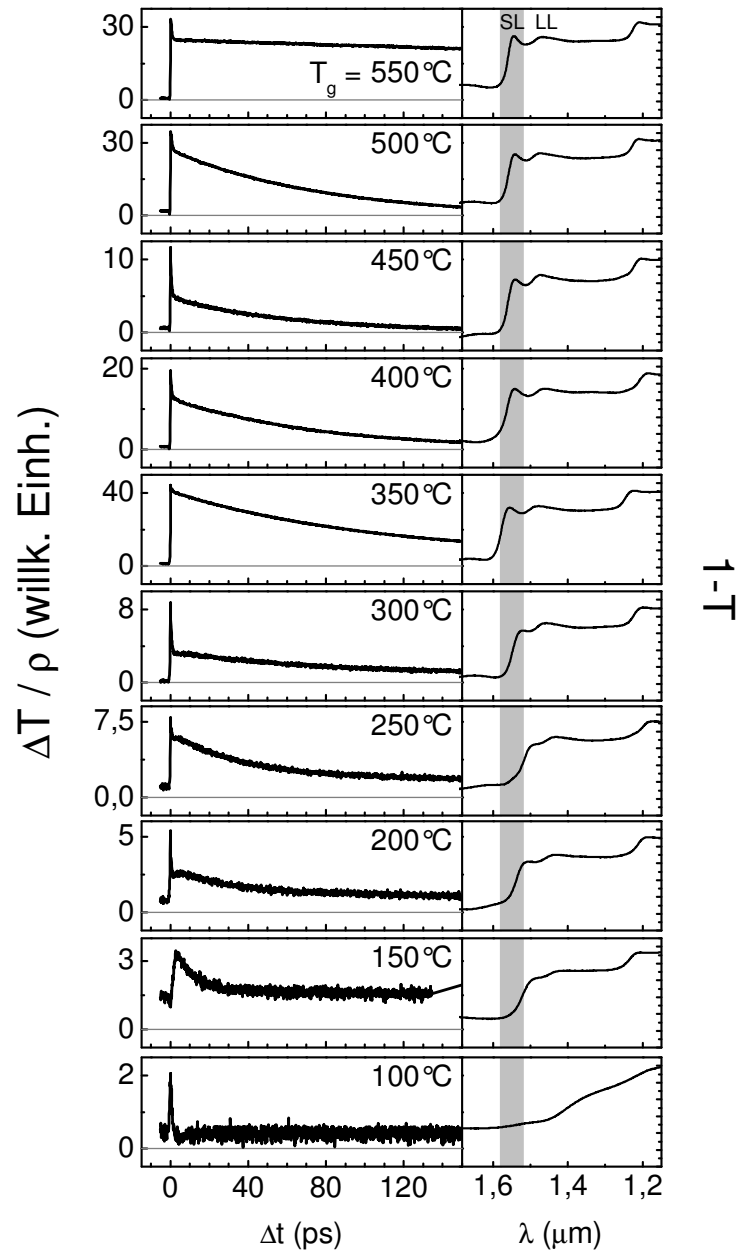


Abbildung 5.26: Links: Differentielle Transmission dividiert durch die Anregungsdichte  $\rho$  als Funktion der Verzögerungszeit von MQWs, die bei  $T_g$  von 550 bis 100 °C abgeschieden wurden (HHI30940-58 Tab. C.9). Rechts: Statische Absorptionsspektren der entsprechenden MQWs. Die vertikale Skala reicht von 0 bis 1. Das Laserspektrum der Anrege- und Abtastmessungen ist als grauer Balken markiert.



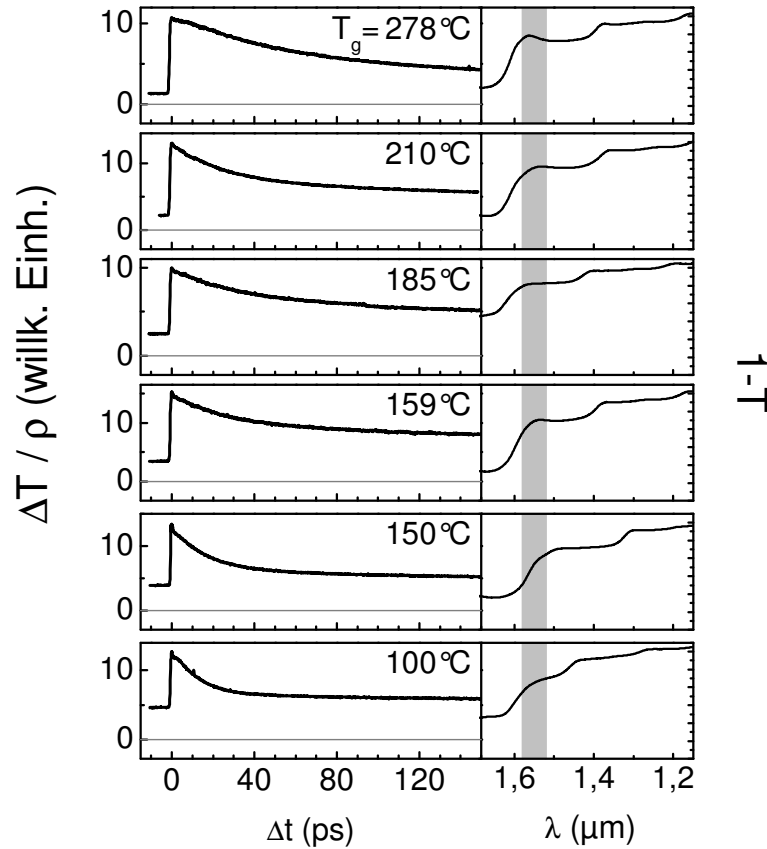


Abbildung 5.27: Links: Differentielle Transmission dividiert durch die Anregungsdichte  $\rho$  als Funktion der Verzögerungszeit von MQWs, die bei  $T_g$  von 278 bis 100 °C abgeschieden wurden (HHI31104-21 Tab. C.9). Rechts: Statische Absorptionsspektren der entsprechenden MQWs. Die vertikale Skala reicht von 0 bis 1. Das Laserspektrum der Anrege- und Abtastmessungen ist als grauer Balken markiert.

kumulierten Signals (d) aufgrund der langen Verweildauer von eingefangenen Elektronen in Trap-Zuständen mit sich. Die Zeitkonstante, die die langsame Relaxation von eingefangenen Elektronen beschreibt und aus den Transmissionskurven abgeschätzt wurde, ist in Abb. (c) dargestellt. Es ergibt sich eine mit verminderter Wachstumstemperatur exponentiell zunehmende Zeitkonstante, die Werte bis zu etwa 300 ns annimmt. Der Abbildung ist der Wert (Sternsymbol), der von Chen et al.<sup>74</sup> mittels zeitaufgelöster THz Spektroskopie an einer ähnlichen Probe ermittelt wurde, hinzugefügt und stimmt mit den hier abgeschätzten Werten gut überein. Ein Vergleich der Abklingzeiten  $\tau_1$  und  $\tau_2$  von den Proben, die bei 550°C und 100°C abgeschieden wurden, ergibt, dass einerseits die anfängliche Relaxation angeregter Elektronen in der LT Probe etwa 100-mal schneller abläuft, als die Rekombination in der Standardprobe, es aber andererseits etwa 100-mal länger dauert, bis die LT-Probe ihr thermodynamische Gleichgewicht wiedererlangt.

Dieser Zusammenhang ist anhand der differentiellen Transmissionskurven in Abb. 5.29 illustriert. Dargestellt ist in Abb. a) die normierte differentielle Transmission einer bei  $T_g = 100^\circ\text{C}$  abgeschiedenen Probe (HHI31121), welche mit unterschiedlichen Repetitionsraten von 32 MHz (Anregungsdichte =  $3,9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} / \text{QW}$ , schwarze Linie) und 1 kHz (Anregungsdichte =  $2,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} / \text{QW}$ , graue Linie) bei  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  gemessen wurden. Deutlich unterschiedlich zur Abtastfrequenz der hohen Repetitionsrate, die einem zeitlichen Abstand der Anregepulse von 31 ns entspricht, haben die Anregepulse bei der niedrigen Repetitionsrate einen zeitlichen Abstand von 2 ms (jeder zweite Anregepuls gesperrt) und erwartungsgemäß ist für negative Verzögerungszeiten keine differentielle Transmission aufgrund von Akkumulation beobachtbar. Um zu verifizieren, dass diese Akkumulationseffekte tatsächlich auf LT-Zustände zurückzuführen sind und nicht in den hohen Konzentrationen an freien Elektronen von nominell undotierten LT-MQW Strukturen begründet sind, wurde eine MQW Probe bei 500 °C abgeschieden (HHI13664 Tab. C.9), deren Quantenfilme mittels Si n-dotiert wurden und die damit eine vergleichbare Konzentration an freien Elektronen aufweist, wie die Probe HHI31121, die bei 100°C nominell undotiert abgeschieden wurde. Die Messungen der differentiellen Transmission der LT-MQW Probe (schwarze Linie) und der  $T_g = 500^\circ\text{C}$  MQW:Si Probe sind in Abb. 5.29.b dargestellt. Die Si dotierte Probe weist ein geringes akkumuliertes Signal  $\Delta T(\Delta t < 0)$  auf, welches mit den Daten aus Abb. 5.28.d für  $T_g = 500^\circ\text{C}$  übereinstimmt und es ist daher davon auszugehen, dass dieses noch weiter abgesenkt werden könnte, sofern die Wachstumstemperatur geringfügig erhöht würde. Die LT Probe zeigt zunächst ein schnelleres Abklingverhalten, was jedoch nicht mit dem Erreichen des thermodynamischen Gleichgewichts gleichzusetzen ist.

Abb. 5.30 zeigt die Abhängigkeit der exponentiellen Zeitkonstante der Pro-

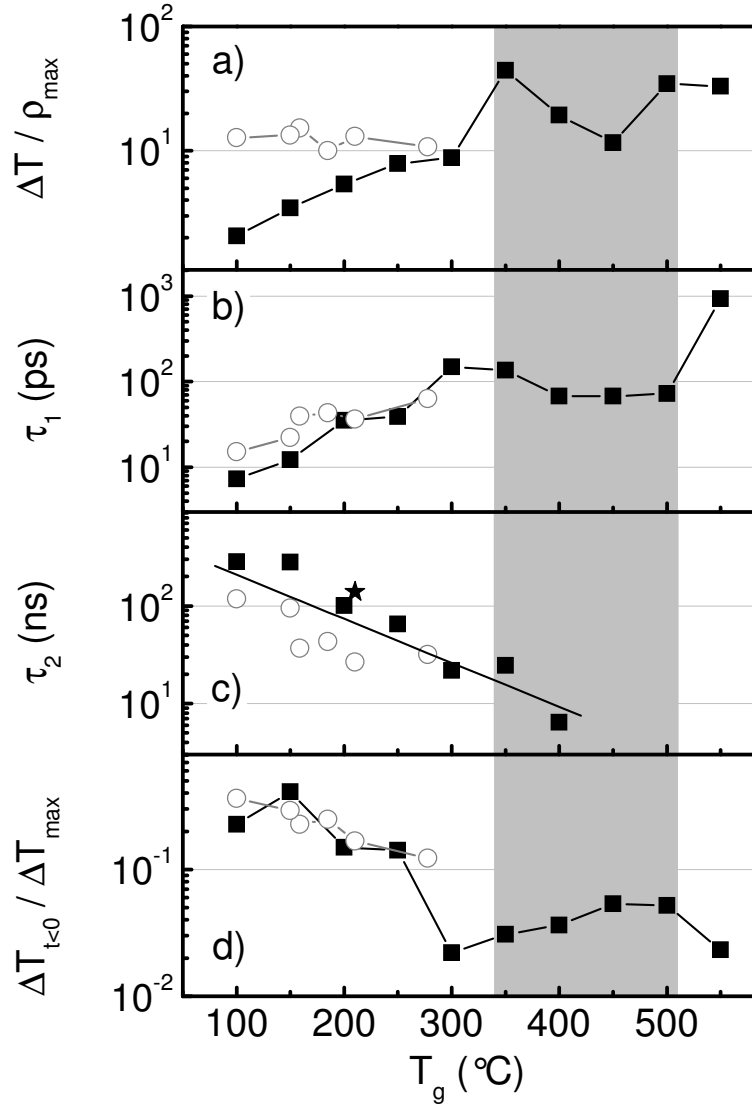


Abbildung 5.28: Überblick über die Abhängigkeit nominell undotierter unbehandelter MQWs von Kenngrößen der Anrege- und Abtastmessungen, die in den Abb. 5.26 (schwarze Quadrate) und 5.27 (graue Kreise) dargestellt sind, von der Wachstumstemperatur. a: Maximale differentielle Transmission dividiert durch die Anregungsdichte. b und c: Kurze und lange exponentielle Abklingzeit (Sternsymbol aus Ref<sup>74</sup>). d: Akkumuliertes differentielles Signal. Grau hinterlegt ist der Temperaturbereich, in dem tiefe Störstellen in den AlInAs Barrieren das Abklingverhalten der differentiellen Transmission beeinflussen.

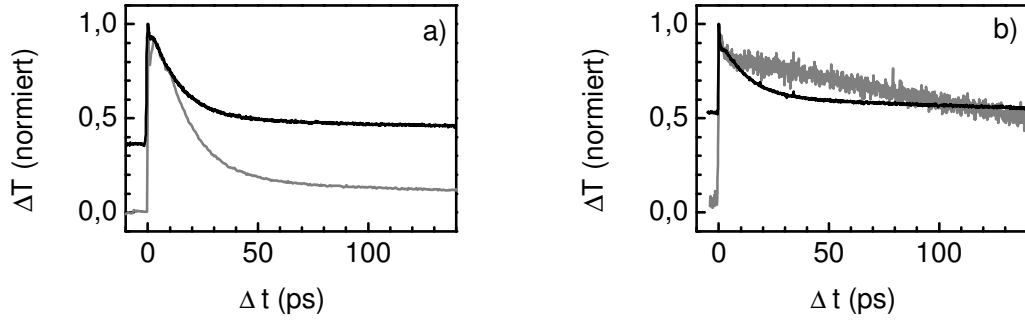


Abbildung 5.29: a) Normierte differentielle Transmission der Probe HHI31121 (Tab C.9) gemessen mit einer Repetitionsrate von 32 MHz und einer Anregungsdichte von  $3,9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$  (schwarze Linie) und mit einer Repetitionsrate von 1 kHz und einer Anregungsdichte von  $2,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$  (graue Linie). b) Vergleich der normierten differentiellen Transmission (bei einer Repetitionsrate von 32 MHz) der nominell undotierten LT-MQW Probe (HHI31121, Anregungsdichte =  $8,9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$ ) mit der einer Standard-MQW Probe (HHI13664, Anregungsdichte =  $1,3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$ ), welche in den Quantenfilmen homogen mit Si dotiert wurde, so dass beide Proben vergleichbare Konzentrationen an freien Elektronen aufweisen (Tab. C.9).

be HHI31121 ( $T_g = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ ) von der Anregungsdichte (a) und von der Anrege- und Abfragewellenlänge (b). Die Messungen wurden bei einer Repetitionsrate von 1 kHz und mit einer Zeitauflösung von ca. 90 fs aufgenommen. Die Messungen in a) wurden bei  $\lambda = 1,43 \text{ } \mu\text{m}$  und Anregungsdichten von  $1,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$  (gestrichelt),  $2,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$  (gepunktet) und  $5,4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$  (durchgezogen) aufgenommen. Ein deutlich langsames Abklingverhalten der differentiellen Transmission ist für höhere Anregungsdichten beobachtbar. Dieser Zusammenhang ist im Einsatz der Abb. 5.30.a verdeutlicht und ist darin begründet, dass die anfänglich schnelle Relaxation angeregter Elektronen auf den Einfang in unbesetzte LT-Zustände nahe der Leitungsbandkante basiert. Werden bei steigenden Anregungsdichten mehr und mehr LT-Zustände besetzt, wird dieser schnelle Relaxationspfad zunehmend blockiert. Insbesondere aufgrund der langen Verweildauer von Elektronen in diesen LT-Zuständen macht sich die Sättigung dieses Einfangprozesses bemerkbar.

Abb. 5.30.b zeigt die Abhängigkeit der differentiellen Transmission der gleichen Probe von der Anrege- und Abfragewellenlänge bei Anregungsdichten im Bereich von  $2 - 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$ . Die normierten Transmissionskurven wurden bei Wellenlängen von  $1,59 \text{ } \mu\text{m}$  (gestrichelt),  $1,55 \text{ } \mu\text{m}$  (gepunktet) und

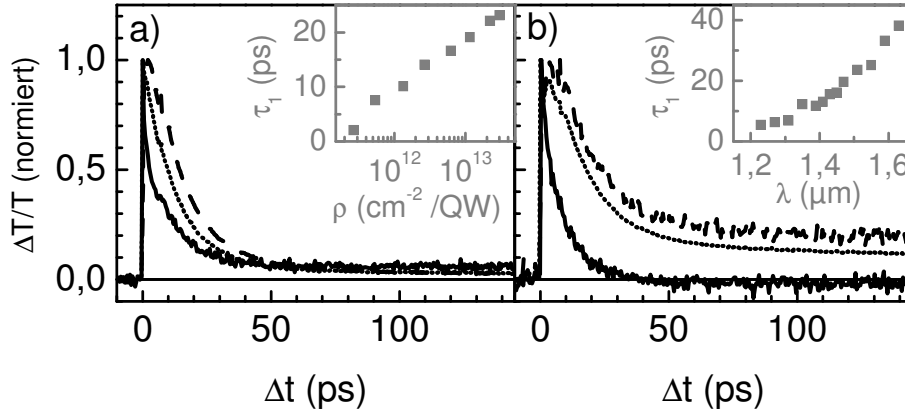


Abbildung 5.30: Normierte differentielle Transmission der Probe HHI31121 gemessen mit einer Repetitionsrate von 1 kHz. a)  $\Delta T/T$  gemessen bei  $\lambda = 1,43 \mu\text{m}$  und einer Anregungsdichte  $\rho$  von  $1,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$  (gestrichelt),  $2,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$  (gepunktet) und  $5,4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$  (durchgezogen). Einsatz: Exponentiellen Zeitkonstante als Funktion der Anregungsdichte. b) Differentielle Transmission gemessen mit Anregungsdichten von  $2 - 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$  und bei einer Wellenlänge von  $1,59 \mu\text{m}$  (gestrichelt),  $1,55 \mu\text{m}$  (gepunktet) und  $1,31 \mu\text{m}$  (durchgezogen). Einsatz: Exponentiellen Zeitkonstante als Funktion der Anrege- und Abfragewellenlänge.

$1,31 \mu\text{m}$  (durchgezogen) aufgenommen und zeigen mit zunehmender Anregungsenergie eine schnellere Erholung der Absorption der LT MQW Probe. Der Einsatz in b) zeigt diesen Zusammenhang als Abhängigkeit der exponentiellen Zeitkonstanten von der Anregungswellenlänge. Als Ursache für die kurzen exponentiellen Zeitkonstanten bei Anregung mit kurzwelligen Laserpulsen ist die schnelle Thermalisierung der angeregten heißen Ladungsträger zu nennen. Der Einfluss von thermalisierten Ladungsträgerverteilungen wird deshalb im folgenden Abschnitt näher diskutiert.

### 5.5.2 Spektrale Messungen im Vergleich zu Zustandsdichten

Abb. 5.31 stellt die maximalen Werte der differentiellen Transmission in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge (gleich der Abfragewellenlänge) dar. Die Messwerte (schwarze Linien und Symbole) basieren auf Anrege-Abfrage Messungen an nominell undotierten MQW Proben, die bei Temperaturen von  $450^\circ\text{C}$  (a: HHI30942) und  $100^\circ\text{C}$  (b: HHI31121) abgeschieden wurden (Tab. C.9). Die LT-MQW Probe weist eine hohe Konzentration an

freien Elektronen auf  $(1, 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}/\text{QW})$ . Gegenüber der MQW Probe in a) wurde die Dicke der GaInAs Quantenfilme der Probe in b) von 7,7 nm auf 14,4 nm erhöht, um die Burstein-Moss Verschiebung der Absorptionskante zu kompensieren. Die berechneten Werte (graue Linien und Symbole) basieren auf der Annahme, dass die angeregten Ladungsträger ( $\Delta n$ ,  $\Delta p$ ) mit den schon vor der Anregung vorhandenen Ladungsträgern ( $n_0$ ,  $p_0 \approx 0$ ) wechselwirken und eine gemeinsame thermische Verteilung bilden. Um die differentielle Transmission zu berechnen, wurde zunächst das Absorptionsspektrum  $\alpha_o(n_0, T_0, \lambda)$  vor der Anregung unter Berücksichtigung der Ladungsträgerdichte  $n_0$  mittels k·p Näherungsrechnungen bestimmt. Darauf aufbauend wurden in einem nächsten Schritt die Dichten der angeregten Ladungsträger ( $\Delta n$ ,  $\Delta p$ ) entsprechend der Intensität und des Spektrums (zentriert um  $\lambda_{An}$ ) des Anregepulses bestimmt. Die mittleren Energiedichten der vor der Anregung vorhandenen Ladungsträger ( $E_0$ ) und der angeregten (nicht thermisch verteilten) Ladungsträger ( $\Delta E$ ) können wie folgt bestimmt werden:

$$\begin{aligned} E_0^n &= \int \left( \frac{d n_0}{d E} \right) \cdot E \, d E & \Delta E^n &= \int \left( \frac{d \Delta n}{d E} \right) \cdot E \, d E \\ E_0^p &\approx 0 & \Delta E^p &= \int \left( \frac{d \Delta p}{d E} \right) \cdot E \, d E \end{aligned} \quad (5.4)$$

Die Wechselwirkung der Ladungsträger bewirkt eine Fermiverteilung  $f(T_{e,p})$ , welche durch folgende Bedingungen festgelegt ist:

$$\begin{aligned} n &= n_0 + \Delta n & E^n &= E_0^n + \Delta E^n \\ p &\approx \Delta p & E^p &\approx \Delta E^p \end{aligned} \quad (5.5)$$

Diese Zusammenhänge sind in Abb. 5.32 für die LT Probe illustriert. Ladungsträgerverteilungen bei Raumtemperatur ohne Anregung ( $n_0 = 1, 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,  $p_0 \approx 0$ ) sind als graue Linien dargestellt. Die durch die optische Anregung ( $\lambda = 1310 \text{ nm}$ ,  $E = 3 \text{ nJ}$ ) erzeugten Ladungsträgerverteilung sind zum einen bestimmt durch die Intensität und Wellenlänge des Anregepulses und zum anderen durch die für die Absorption zur Verfügung stehenden Zustände im Valenz- und Leitungsband der Probe. Entsprechende Verteilungen angeregter Ladungsträger sind als gestrichelte schwarze Linien dargestellt ( $\Delta n = \Delta p = 1, 9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ). Die durchgezogenen schwarzen Linien kennzeichnen die Verteilungen, nachdem die ursprünglich kalten Ladungsträger und die angeregten Ladungsträger eine gemeinsame thermische Verteilung eingenommen haben ( $T_e = 707 \text{ K}$ ,  $T_p = 616 \text{ K}$ ).

Die auf diese Weise gewonnenen thermischen Ladungsträgerverteilungen wurden verwendet, um das Absorptionsspektrum  $\alpha(n, p, T_e, T_p, \lambda_{An}, \lambda)$  zu berechnen, welches auf den Abfragepuls wirkt. Schließlich wurde der Lichtweg

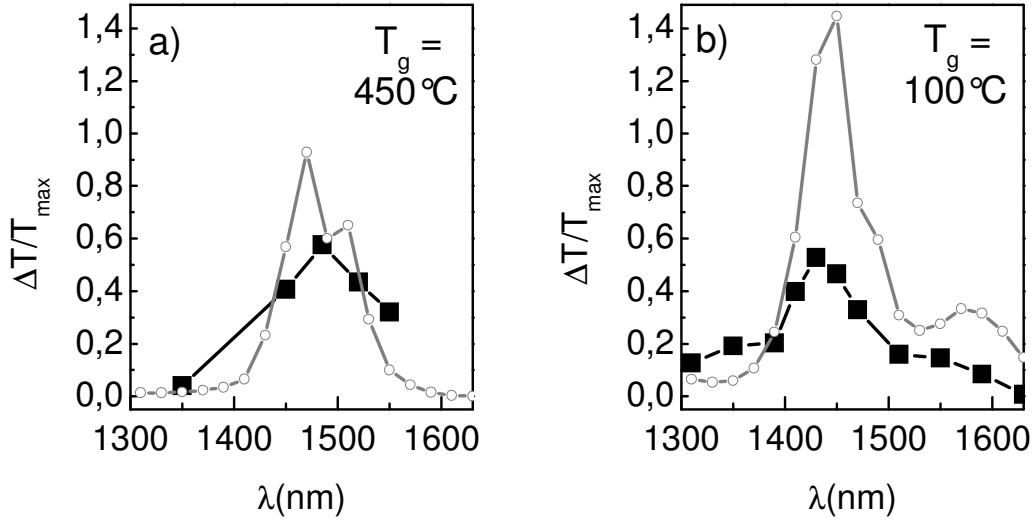


Abbildung 5.31: Darstellung der maximalen differentiellen Transmission aufgrund einer Anregung mit 3 nJ Pulsen in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge. Schwarze (graue) Linien und Symbole beziehen sich auf Messwerte (Berechnungen). Die Schichtparameter der Proben sind in Tab. C.9 enthalten (a: Probe HHI30942, b: HHI31121).

durch die Proben mittels einer Transfermatrixmethode simuliert, um aus den Absorptionsspektren  $\alpha_o(n_0, T_0, \lambda)$  und  $\alpha(n, p, T_e, T_p, \lambda_{An}, \lambda)$  das entsprechende differentielle Transmissionsspektrum zu bestimmen:

$$\frac{\Delta T}{T}(\lambda) = \frac{T(n, p, T_e, T_p, \lambda_{An}, \lambda) - T(n_0, T_0, \lambda)}{T(n_0, T_0, \lambda)} \quad (5.6)$$

Die in Abb. 5.31 dargestellten berechneten Werte der differentiellen Transmission in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge  $\lambda_{An}$  ergeben sich aus Gl. 5.6 für  $\lambda = \lambda_{An}$ .

In Abb. 5.33.a sind diese Spektren für eine Anregung der LT MQW Probe (HHI31121) mit 20 pJ Pulsen dargestellt. Die Übergangswellenlängen am  $\Gamma$ -Punkt von Zuständen der Subbänder im Valenzband zu Zuständen der Subbänder im Leitungsband sind als vertikale Linien eingezeichnet. Bei langwelliger Anregung sind die Spektren von den Übergängen zum ersten Leitungssubband (VB1-LB1, VB2-LB1) geprägt. Mit Reduzierung der Anregungswellenlänge wird ein kontinuierlicher Übergang des maximalen differentiellen Transmissionssignals zum Wellenlängenbereich, der den Übergängen zum zweiten Leitungssubband (VB3-LB2, VB4-LB2) entspricht, beobachtet. Die Spektren der Anregungswellenlängen von 1370 und 1330 nm weisen

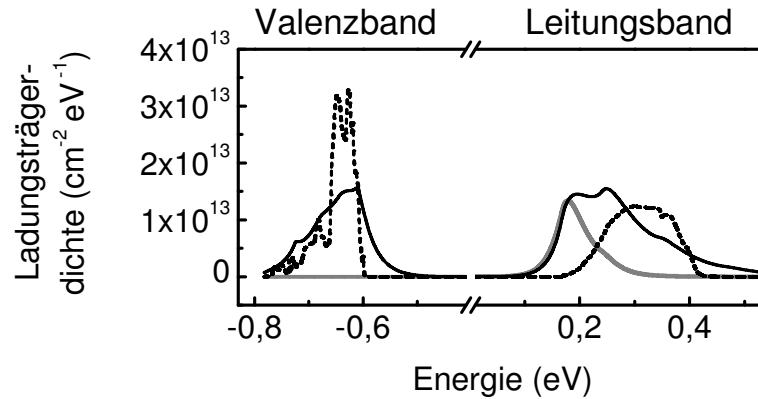


Abbildung 5.32: Ladungsträgerverteilungen einer bei  $100^\circ\text{C}$  abgeschiedenen MQW Probe (HHI31121, Tab. C.9) vor und nach optischer Anregung. Graue Linien kennzeichnen die Ladungsträgerverteilungen bei Raumtemperatur ohne Anregung ( $n_o = 1,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,  $p_0 \approx 0$ ). Die durch Absorption eines 3 nJ Pulses ( $\lambda = 1310 \text{ nm}$ ) erzeugten Ladungsträgerverteilung sind als gestrichelte schwarze Linien dargestellt ( $\Delta n = \Delta p = 1,9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ). Durchgezogene schwarze Linien kennzeichnen die Verteilungen der thermalisierten Ladungsträger ( $T_e = 707\text{K}$ ,  $T_p = 616\text{K}$ ).

negative Signale im langwelligen Bereich auf. Diese induzierte Absorption kommt dadurch zustande, dass Zustände geringer Energie im Leitungsband zunächst von Elektronen besetzt sind. Durch kurzwellige Anregung stellt sich eine Elektronenverteilung höherer Temperatur ein, wodurch diese Elektronen teilweise umverteilt werden und auf diese Weise mehr freie Zustände im energetisch niedrigen Bereich des Leitungsbandes für Absorptionsübergänge zur Verfügung stehen.

Die sich nach dem Thermalisieren einstellenden Temperaturen für Löcher- und Elektronenverteilungen sind in Abb. 5.33.b in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge dargestellt. Mit Reduktion der Anregungswellenlänge werden beide Verteilungen durch stetig zunehmende Temperaturen beschrieben. Da die berechnete LT MQW Probe vor der Anregung eine hohe Dichte freier Elektronen (bei Gittertemperatur) aufweist, aber die Konzentration an freien Löchern vor der Anregung zu vernachlässigen ist, stellt sich nach dem Thermalisieren eine gegenüber der Elektronenverteilung heißere Löcherverteilung ein.

Quantitativ sind Unterschiede von berechneten Werten und Messkurven in Abb. 5.31 vor allem bei der bei niedriger Wachstumstemperatur abge-



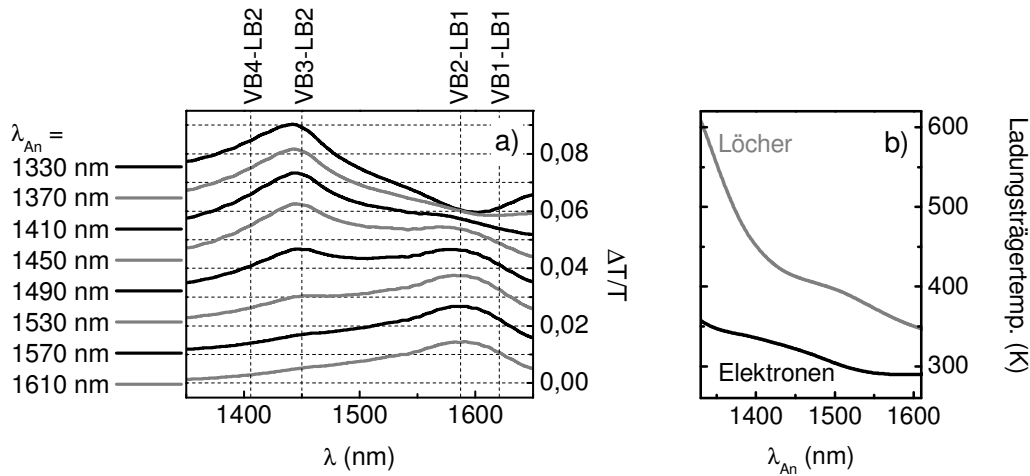


Abbildung 5.33: a) Berechnete differentielle Transmissionsspektren für 20 pJ Pulse, deren Anregungswellenlängen in der nebenstehenden Legende aufgelistet sind. Die Kurven sind um jeweils 0,01 vertikal verschoben. Vertikale Linien markieren die relevanten Interband-Übergangswellenlängen. b) Auftragung der Ladungsträgertemperaturen gegenüber der Anregungswellenlänge. (Beide Diagramme beziehen sich auf Probe HHI31121, Tab. C.9.)

schiedenen Probe auszumachen (Abb. 5.31.b). Ursachen hierfür können in experimentellen Unstimmigkeiten, wie z. B. in einer unvollkommenen räumlichen Überlappung von Anrege- und Abfragelichtstrahl in der Probe, oder in unzureichender Genauigkeit der Näherungsrechnungen liegen:

- Exzitonische Resonanzen wurden nicht berücksichtigt.
- Die Dichte absorbierter Photonen wurde für jeden der 100 Quantenfilme einer Probe als identisch angenommen.
- Die k-p Näherungsrechnungen führen zu genauen Ergebnissen in der Nähe des  $\Gamma$ -Punktes. Heiße Ladungsträgerverteilungen können sich dagegen auf Zustände mit großen k Werten erstrecken.
- Berechnungen erzeugen Absorptionsspektren bis zu dem k-Wert, ab dem ein Elektron nicht mehr im Quantenfilm lokalisiert ist, d.h. dass das berechnete Absorptionsspektrum auf einen endlichen Energiebereich beschränkt ist. Dies führt dazu, dass die Bestimmung von heißen Ladungsträgerverteilungen nach Gl. 5.6 unpräzise wird.
- Den Rechnungen liegt die Annahme zugrunde, dass das Thermalisieren

der Ladungsträger schneller vonstatten geht, als sich diese mit der experimentellen Zeitauflösung von ca. 90 fs beobachten lässt. Diese Annahme basiert auf den Arbeiten von Knox und Mitarbeitern, welche aufgrund von zeitaufgelösten Messungen der differentiellen Transmission von n-typ modulationsdotierten GaAs/AlAs MQW Strukturen die Zeitdauer der Thermalisierung von angeregten Elektronen zu weniger als 10 fs bestimmten<sup>240</sup>.

- Zustände in der Bandlücke, die sich aufgrund des Einbaus von Überschuss-As während der Epitaxie bei niedrigen Wachstumstemperaturen ausbilden, wurden nicht berücksichtigt.

Dennoch belegt die qualitativ gute Übereinstimmung der berechneten maximalen differentiellen Transmission mit den Messkurven den maßgeblichen Einfluss freier Ladungsträger vor der optischen Anregung und deren Verteilung über die 2-dimensionalen Zustandsdichten auf die spektrale Intensität der differentiellen Transmission der untersuchten Proben.

Im Hinblick auf eine weitere Reduktion der Relaxationszeit und Verminderung der langanhaltenden Komponente der differentiellen Transmission, ist eine Erhöhung der Dichte unbesetzter Trap-Zuständen und der Einbau von zusätzlichen Rekombinationszentren anzustreben. Inwieweit sich dies durch p-Dotierung mittels Be realisieren lässt, wird im nächsten Abschnitt anhand von GaInAs:Be Volumenschichten, die bei einer Wachstumstemperatur von 200 °C abgeschieden wurden, untersucht.

### 5.5.3 Wirkung der Be Dotierung

Abb. 5.34 stellt im linken Teil zeitaufgelöste Transmissionsmessungen an LT GaInAs ( $T_g = 200$  °C) Volumenschichten dar, welche unterschiedlich stark mit Be dotiert wurden (Tab. C.6). Im rechten Teil sind die entsprechenden statischen Absorptionsspektren abgebildet. Messungen an unbehandelten (getemperten) Proben sind als schwarze (graue) Linien dargestellt. Während der Anstieg der differentiellen Transmission bei  $\Delta t = 0$  aller Proben außer der undotierten unbehandelten LT GaInAs Probe durch die Zeitauflösung der Messungen (0,7 ps) begrenzt ist, weisen Be dotierte Proben ein deutlich schnelleres Abklingverhalten als nominell undotierte Proben auf. Die exponentiellen Zeitkonstanten werden von etwa 29 ps (66 ps) der unbehandelten (ausgeheilten) Probe ohne Be auf Werte zwischen 1 bis 6 ps (1 bis 3 ps) der Be dotierten Proben reduziert. Unbehandelte Proben weisen teilweise ein sehr intensives akkumuliertes Signal ( $\Delta T_{\Delta t < 0}$ ) auf, welches durch thermische Behandlung der Proben stark vermindert wird. Das zeitliche Verhalten der Transmissionsänderung wird durch mehrere Faktoren geprägt:

- GaInAs Volumenschichten sind bei Raumtemperatur durch eine Bandlücke von 0,75 eV ( $1,65 \mu\text{m}$ ) gekennzeichnet. Bei einer Anregungswellenlänge von  $1,55 \mu\text{m}$  werden Ladungsträger mit einer Überschussenergie ( $\hbar\omega - E_g$ ) von 50 meV erzeugt. Thermalisieren und Abkühlen der Ladungsträgerverteilungen (vgl. Abschnitt 5.5.2) bestimmen die Besetzungsstatistik und somit die differentielle Transmission.
- Die Absorption ist aufgrund der Epitaxie bei erniedrigten Wachstumstemperaturen durch Zustände nahe der Leitungsbandkante und hohe Konzentrationen an freien Ladungsträgern geprägt. LT induzierte Zustände führen zu einem schnellen Einfang von angeregten Elektronen und langsamer Rekombination. Thermische Behandlung der LT Proben führt zu einer Umverteilung des Überschuss As und einer hiermit verbundenen Verminderung der Dichte an LT induzierten Zuständen. Die während des Ausheilens entstehenden As Cluster sind ggf. als schnelle Rekombinationszentren zu betrachten.
- P Dotierung mittels Be kompensiert teilweise die hohe Konzentration an freien Elektronen in LT GaInAs Schichten und das Fermi Niveau wird erniedrigt, wodurch der Anteil an unbesetzten Trap Zuständen erhöht wird.
- Freie Ladungsträger in den LT Proben und die Ladungsträger welche durch den Anregepuls erzeugt werden, führen zur Renormierung der Bandlücke.

Die Renormierung der Bandlücke kann dazu führen, dass die durch den Anregepuls erzeugten Ladungsträger nicht zu einer Erniedrigung sondern im Gegenteil zu einer Erhöhung der Absorption der Probe führen (induzierte Absorption)<sup>76,234,235,241</sup>. Des Weiteren können Elektronen, welche in (im Ortsraum) lokalisierte Zustände relaxieren zur induzierten Absorption beitragen<sup>242</sup>. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 5.35.a schematisch dargestellt. Hierbei ist davon auszugehen, dass die Intensität der induzierten Absorption vor allem von der Konzentration an Elektronen abhängt, welche nach der Anregung in LT Zustände eingefangen werden. Abb. 5.35.b stellt anhand eines n-typ Halbleiters dar, inwiefern die Renormierung der Bandlücke zur induzierten Absorption führt. Die Konzentration an freien Elektronen vor der optischen Anregung führt zu einer Verminderung der Bandlücke gegenüber dem intrinsischen Halbleiter. Optische Anregung von Ladungsträgern verstärkt diesen Effekt. Dies hat zur Folge, dass durch Absorption des Abfragepulses Ladungsträger aus Zuständen bei größerem  $k$  (bei gleicher Anregungsenergie) erzeugt werden. Ohne Berücksichtigung der Besetzungsstatistik der Bänder,

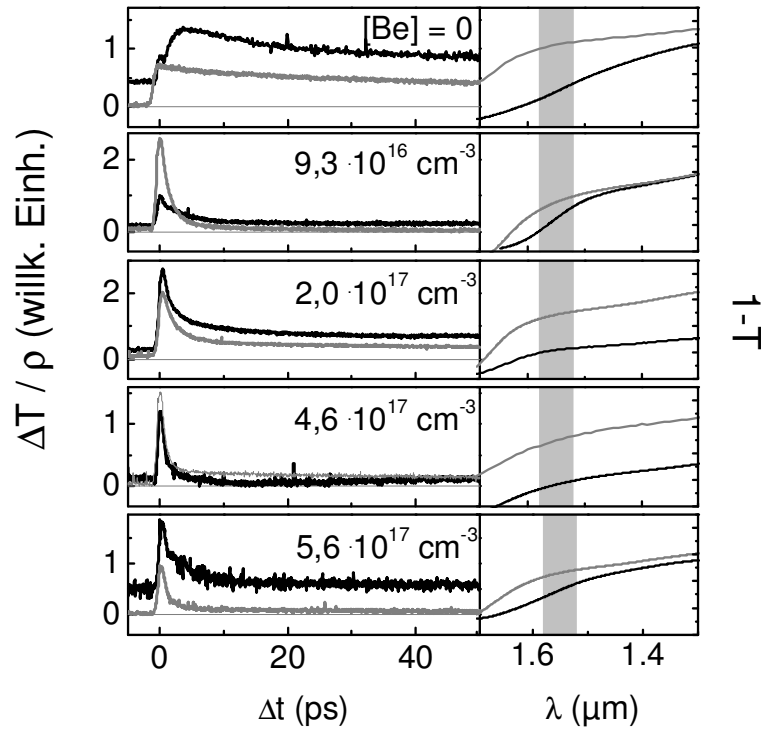


Abbildung 5.34: Links: Differentielle Transmission dividiert durch die Anregungsdichte  $\rho$  als Funktion der Verzögerungszeit von unbehandelten (schwarze Linien) und in-situ ausgeheilten (graue Linien) GaInAs:Be Proben, die bei  $T_g = 200^\circ\text{C}$  abgeschieden wurden (HHI31062-72 Tab. C.6). Die Zeitauflösung betrug  $0,7 \text{ ps}$  und die Anregungsdichten lagen unter Berücksichtigung der Absorptionsspektren zwischen  $2,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  und  $4,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Rechts: statische Absorptionsspektren der entsprechenden Proben (vgl. Abschnitt 5.3.2). Die vertikale Skala reicht von  $0,13$  bis  $1$ . Das Laserspektrum der Anrege- und Abtastmessungen ist als grauer Balken markiert.

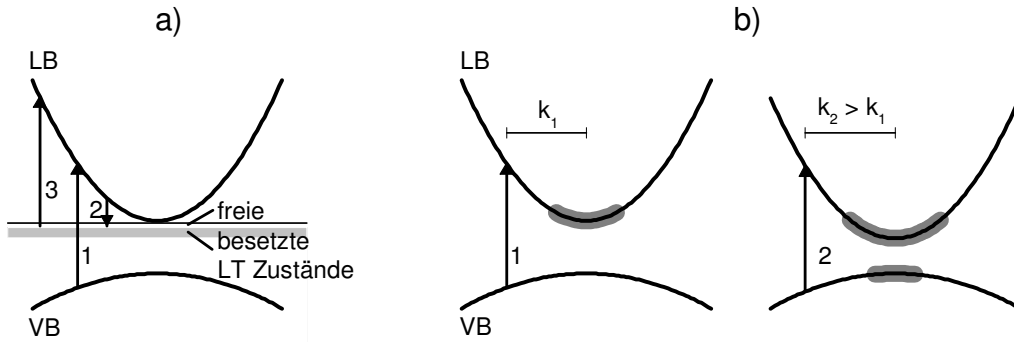


Abbildung 5.35: Schematische Darstellung induzierter Absorption: a) Angeregte Elektronen relaxieren in LT Zustände und werden durch Photonen des Abfragepulses in energetisch hohe Zustände im Leitungsband angeregt. b) Angeregte Ladungsträger führen zur Renormierung der Bandlücke und Photonen des Abfragepulses regen Elektronen aus Valenzband- in Leitungsbandszustände bei erhöhtem  $k$  Wert und somit bei erhöhter kombinierter Zustandsdichte an.

führt dies zu verstärkter Absorption, da die kombinierte Zustandsdichte mit  $k$  zunimmt. Starke relative Änderungen werden im Energiebereich nahe der Bandlücke erwartet. Im Gleichgewichtszustand ist für eine Anregungsenergie knapp unterhalb der Bandlücke keine Absorption möglich. Aufgrund der Renormierung, die mit der optischen Anregung einhergeht, wird Absorption möglich, sofern nicht alle in Frage kommenden Zustände im Leitungsband besetzt sind. Die Reduktion der Bandlücke von GaInAs kann durch folgenden Ausdruck abgeschätzt werden<sup>76</sup>:

$$\frac{\Delta E_g(n, p)}{\text{meV}} = -1,65 \cdot 10^{-5} \sqrt[3]{\frac{n}{\text{cm}^{-3}}} - 1,24 \cdot 10^{-5} \sqrt[3]{\frac{p}{\text{cm}^{-3}}} \quad (5.7)$$

Die Absorption von Volumenschichten lässt sich in parabolischer Näherung in folgender Form schreiben :

$$\begin{aligned} \alpha(\hbar\omega) &= \frac{1}{3n_r} C \frac{1}{\hbar\omega} \left( \frac{2m_r}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\hbar\omega - E_g} E_p (f_a - f_b) \\ f_{a,b} &= \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_{a,b} - E_{F_{a,b}}}{k_B T}\right)} \quad (\text{Fermi-Dirac Verteilung}) \\ C &= \frac{\pi \hbar e^2}{2 m_0 c \epsilon_0} = 1,09763 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \text{ eV} \end{aligned} \quad (5.8)$$

Anhand dieser Gleichungen kann der Einfluss der Bandlückenrenormierung

auf die differentielle Absorption numerisch bestimmt werden. Abb. 5.36 illustriert dies für undotiertes (durchgezogene schwarze Linien), n dotiertes ( $n = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , durchgezogene graue Linie) und p dotiertes ( $p = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , gestrichelte graue Linie) GaInAs bei Raumtemperatur. Sämtliche Ladungsträgerverteilungen wurden hierbei durch die Gittertemperatur charakterisiert. Abb. 5.36.a zeigt den Zusammenhang von Dotierung und Absorptionsspektren. Zum Einen ist die Renormierung der Bandlücke der dotierten Schichten an der im Vergleich zum undotierten Fall längerwelligen Absorptionsskante abzulesen. Zum Anderen verdeutlicht der Vergleich die gegenüber der Zustandsdichte des (Schwerloch-) Valenzbandes wesentlich geringere Zustandsdichte des Leitungsbandes, wodurch die Absorption im n-typ GaInAs gegenüber der Absorption in undotiertem GaInAs aufgrund der Besetzungsstatistik deutlich reduziert wird. Die Änderung der Absorption aufgrund einer optischen Anregung von Ladungsträgern ( $\Delta n = \Delta p = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) wird in Abb. 5.36.b dargestellt. Während der langwellige Bereich durch induzierte Absorption ( $\alpha - \alpha_0 > 0$ ) aufgrund der zusätzlichen Renormierung geprägt ist, wird im kurzwelligen Bereich eine reduzierte Absorption aufgrund einer höheren Besetzung der entsprechenden Zustände, welche den Effekt der induzierten Absorption (Abb. 5.35.b) überkompensiert, erwartet. Der Darstellung ist ferner zu entnehmen, dass die Auswirkung der Renormierung auf die differentielle Absorption verstärkt in Schichten mit geringen Konzentrationen an freien Ladungsträgern zu Tage tritt. Wegen der unterschiedlich hohen Zustandsdichten in Valenz- und Leitungsband kann außerdem von einem stärkeren Effekt in p dotierten GaInAs Schichten ausgegangen werden. Diese Betrachtungen stützen sich ausschließlich auf abgekühlte Ladungsträgerverteilungen und auf den Mechanismus der induzierten Absorption, wie er in Abb. 5.36.b skizziert ist. Um reale Anrege- und Abfrage Messungen zu interpretieren, sind ferner die Temperatur und die Abkühlrate der heißen Ladungsträgerverteilungen, die Besetzungsstatistik und energetische Verteilung der LT Zustände, Einfang- und (nichtstrahlende) Rekombinationsraten sowie die strahlende Rekombination zu berücksichtigen. Daher sind einzelne Zeitkonstanten, welche einen bestimmten Übergang charakterisieren, anhand dieser Messungen in der Regel nicht zu bestimmen und eine phänomenologische Beschreibung des Abklingverhaltens ist daher als adäquat anzusehen.

Vor diesem Hintergrund sind die Messungen der differentiellen Transmission mit hoher Zeitauflösung (140 fs) von unbehandelten (a) und ausgeheilten (b) LT GaInAs:Be Volumenschichten (HHI31062-72 Tab. C.6) in Abb. 5.37 zu betrachten. Die Proben entsprechen den Proben aus Abb. 5.34 und die statischen Absorptionsspektren sind dort im rechten Teil abgebildet. Ein deutlicher Zusammenhang von Be Dotierung und Abklingverhalten ist im Falle der ausgeheilten Proben (Abb. 5.37.b) zu erkennen. Das mit zunehmender

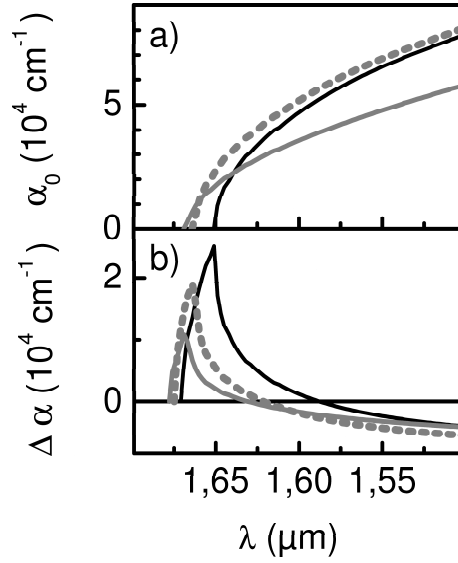


Abbildung 5.36: Berechnete Absorptionsspektren von undotierten (durchgezogene schwarze Linie), n-typ ( $n = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , durchgezogene graue Linie) und p-typ ( $p = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , gestrichelte graue Linie) GaInAs Volumenschichten ( $d = 1 \mu\text{m}$ ) bei Raumtemperatur. b: Differentielle Absorption aufgrund zusätzlicher Ladungsträgerkonzentrationen von  $\Delta n = \Delta p = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

Be Dotierung schnellere Abklingverhalten kann durch die Absenkung des Fermi Niveaus und einhergehender Erhöhung der Dichte an unbesetzten LT Zuständen erklärt werden. Die differentielle Transmission der unbehandelten undotierten Probe, welche zunächst auf Werte unterhalb der akkumulierten Signalhöhe ( $\Delta T/T_{\Delta t < 0}$ ) absinkt und danach wieder ansteigt, deutet auf induzierte Absorption hin. Aufgrund obiger Diskussion ist davon auszugehen, dass induzierte Absorption das Abklingverhalten aller Proben beeinflusst, jedoch teilweise von stärkeren Effekten überlagert wird.

Tendenziell wird bei getemperten Proben ein geringeres akkumuliertes Signal beobachtet. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 5.38 in Abhängigkeit von der Konzentration an freien Ladungsträgern dargestellt. Während die Intensität des akkumulierten Signals von unbehandelten LT GaInAs:Be Proben (schwarze Quadrate) mit ansteigender Konzentration an freien Elektronen ansteigt, ist die Akkumulation in getemperten Proben (graue Kreise) weitgehend unabhängig von der Konzentration an freien Ladungsträgern und gegenüber den unbehandelten Proben stark reduziert. Dies deutet darauf hin, dass durch die thermische Behandlung der LT Proben und der hierbei vonstattengehenden Umverteilung von Überschuss As Rekombinationszentren ent-

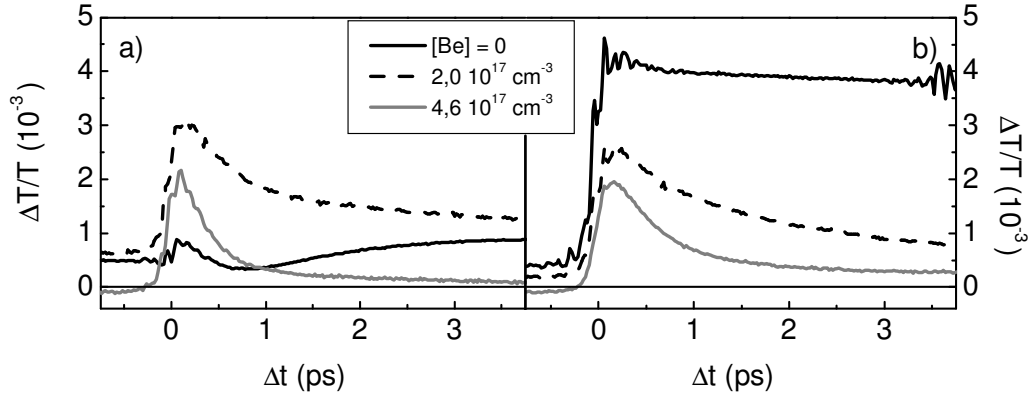


Abbildung 5.37: *Differentielle Transmission von a) unbehandelten und b) ausgeheilten LT GaInAs:Be Volumenschichten (HHI31062-72 Tab. C.6). Die Zeitauflösung beträgt 140 fs und die Anregungsdichten bewegen sich zwischen  $1,0 - 1,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .*

stehen, welche effektiv dazu beitragen, das thermodynamische Gleichgewicht wiederzuerlangen. Die Abhängigkeit der Akkumulation von unbehandelten Proben von der Konzentration an freien Elektronen kann durch eine Betrachtung der energetischen Verteilung der LT Zustände erklärt werden. Be-Dotierung führt zur Verminderung der Konzentration an freien Elektronen und zu einer Absenkung des Fermi Niveaus. Dadurch werden LT Zustände frei, welche energetisch tiefer (näher der Valenzbandkante) liegen. Eingefangene Elektronen rekombinieren daher schneller (Shockley-Read-Hall Statistik), wodurch das akkumulierte Signal reduziert wird.

Das Abklingverhalten der LT GaInAs Proben ist wesentlich durch den schnellen Einfang von angeregten Elektronen in LT Zustände und die nachfolgende langsame Rekombination dieser Elektronen mit Löchern des Valenzbandes geprägt. Für Be-dotierte ausgeheilte LT GaInAs Volumenschichten bestimmten B. Grandier et al.<sup>38</sup> die Konzentration an  $As_{III}$  Punktdefekten zu  $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Ein Bruchteil dieser Donatorniveaus sind unbesetzt und dienen als Elektronenfallen. Aufgrund der unterschiedlichen Größenordnungen der Zeitkonstanten von Elektroneneinfang und Rekombination wird ein Sättigungsverhalten mit ansteigender Anregungsdichte erwartet. Die normierte differentielle Transmission einer getemperten LT-GaInAs:Be Probe (HHI31071 Tab. C.6) bei unterschiedlichen Anregungsdichten ist in Abb. 5.39.a dargestellt und bestätigt diese Erwartung. Die Abhängigkeit der zeitlichen Differenz, nach der das normierte differentielle Transmissionssignal auf  $1/e$  abgefallen ist ( $\tau$ ), von der Anregungsdichte ist in Abb. 5.39.b dargestellt.



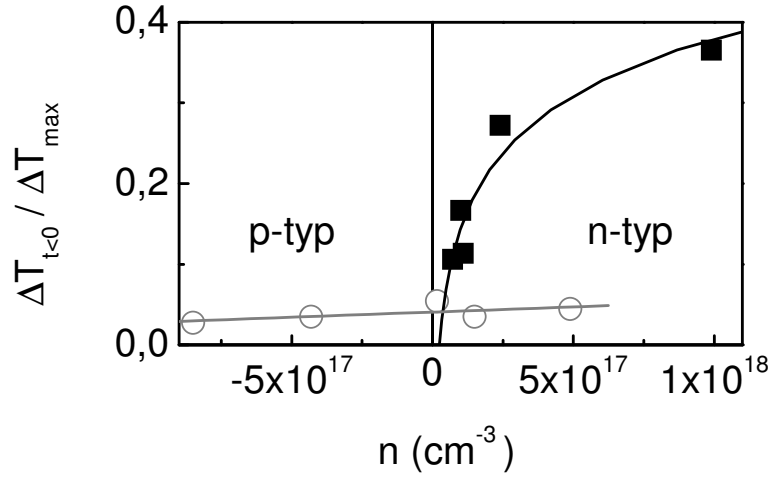


Abbildung 5.38: Akkumulierte differentielle Transmission von unbehandelten (schwarze Quadrate) und getemperten (graue Kreise) LT GaInAs:Be Proben in Abhängigkeit von der Konzentration an freien Ladungsträgern. Die Daten sind aus den Messungen, welche in Abb. 5.34 dargestellt sind, gewonnen.

Hierbei ist der Sprung von  $\tau$  bei Anregungsdichten von etwa  $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  in Relation zu setzen zu der oben zitierten Dichte an Punktdefekten von  $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  und bestätigt das erwartete Sättigungsverhalten aufgrund der Besetzung eines Großteils der LT Zustände.

Die erläuterten Zusammenhänge von unbehandelten und ausgeheilten LT GaInAs Schichten sind im Wesentlichen auf LT GaInAs/AlInAs MQW Strukturen übertragbar. Aufgrund der unterschiedlichen Zustandsdichten ergibt sich für hohe Anregungsdichten jedoch ein unterschiedliches Sättigungsverhalten, welches weiterhin von den Ladungsträgerdichten der jeweiligen Proben bestimmt wird. Sättigbare Absorption kann im Rahmen eines 2-Niveau Modells durch einen Absorptionskoeffizienten  $\alpha(\rho)$  der folgenden Form beschrieben werden ( $\alpha_0$ : linearer Absorptionskoeffizient,  $\rho$ : Anregungsdichte,  $\rho_S$ : Sättigungsdichte):

$$\alpha(\rho) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{\rho}{\rho_S}} \quad (5.9)$$

Die Transmission und differentielle Transmission können entsprechend durch folgende Ausdrücke näherungsweise beschrieben werden:

$$T(\rho) = \exp\left(-\frac{\alpha_0 \cdot d}{1 + \frac{\rho}{\rho_S}}\right) \quad (5.10)$$

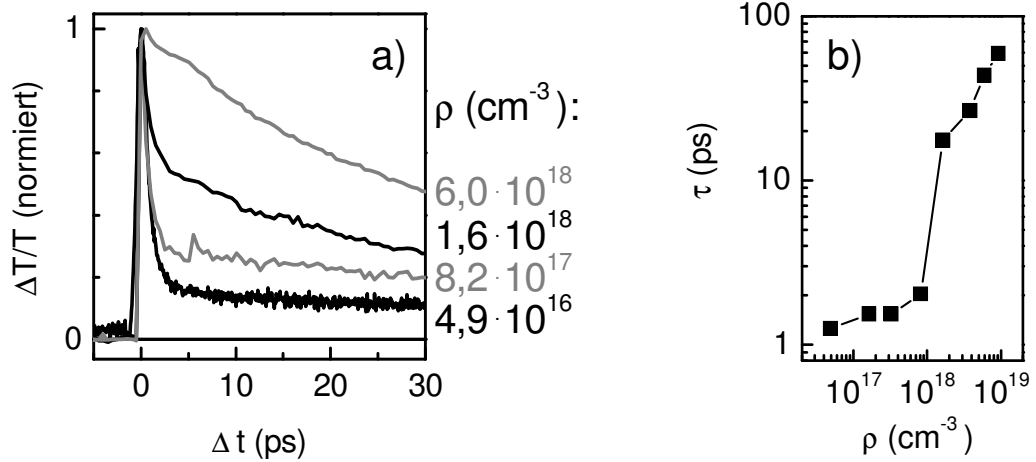


Abbildung 5.39: a) Differentielle Transmission einer getemperten LT-GaInAs:Be Probe (HHI31071 Tab. C.6) bei unterschiedlichen Anregungsdichten ( $\rho$ ) bei  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . b) Abhängigkeit der exponentiellen Zeitkonstante ( $\tau$ ) von der Anregungsdichte.

$$\frac{\Delta T}{T}(\rho) = \exp\left(\frac{\alpha_0 \cdot d}{1 + \frac{\rho_S}{\rho}}\right) - 1 \quad (5.11)$$

Abb. 5.40 verdeutlicht diese Zusammenhänge anhand der maximalen differentiellen Transmission als Funktion der Anregungsdichte einer ausgeheilten LT-GaInAs Volumenschicht (graue Symbole und Linie,  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , HHI31071 Tab. C.6), einer bei  $400^\circ\text{C}$  abgeschiedenen MQW Struktur (schwarze gestrichelte Linie,  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , HHI30944 Tab. C.9) und einer LT MQW Struktur (schwarze Symbole und Linie,  $\lambda = 1,43 \mu\text{m}$ , HHI31121 Tab. C.9). Die Linien geben Angleichungen an Funktion (5.11) wieder und die entsprechenden Parameter sind in Tab. 5.2 aufgelistet. Die Parameter für Probe HHI30944 wurden aus Messungen der Transmission in Abhängigkeit von der Anregungsdichte (Gl. 5.10) gewonnen. Unterschiedliche Sättigungskurven von Volumenmaterialien und QW Strukturen werden aufgrund der unterschiedlichen Form der kombinierten Zustandsdichte und aufgrund von Nichtparabolizitäten erwartet. Des Weiteren ist die Abhängigkeit von der Wellenlänge und von der Konzentration an freien Ladungsträgern zu berücksichtigen. Der lineare Absorptionskoeffizient und die Sättigungsdichte der LT MQW Probe (schwarze Symbole und Linie) sind deshalb deutlich reduziert, weil diese Probe aufgrund der Epitaxie bei  $T_g = 100^\circ\text{C}$  eine hohe Elektronenkonzentration aufweist (Tab. C.9).

Die differentielle Transmission kann prinzipiell durch kompressive Verspan-

	$\alpha_0$ (cm <sup>-1</sup> )	$\rho_S$ (cm <sup>-3</sup> )	$\lambda$ (μm)
HHI31071	9455	$2,4 \cdot 10^{19}$	1,55
HHI30944	11476	$6,7 \cdot 10^{18}$	1,55
HHI31121	4761	$4,2 \cdot 10^{17}$	1,43

Tabelle 5.2: Angleichparameter zur sättigbaren Absorption (Abb. 5.40, Gl. 5.11).

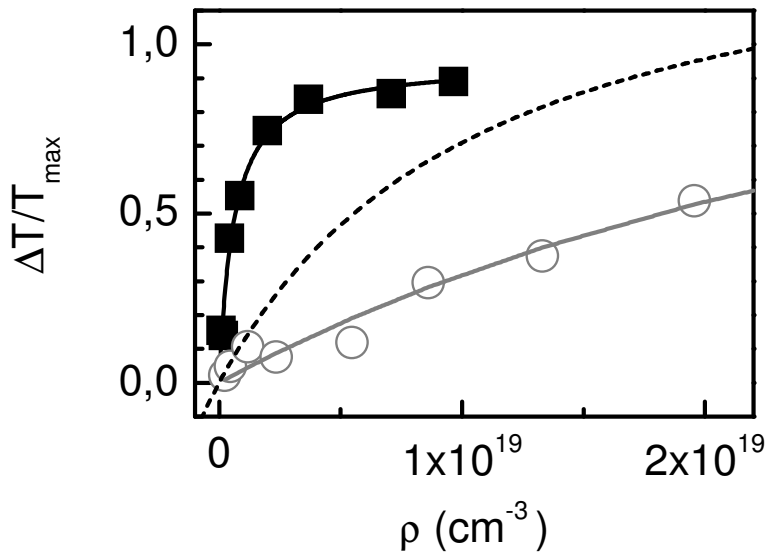


Abbildung 5.40: Maximalen differentiellen Transmission als Funktion der Anregungsdichte einer ausgeheilten LT-GaInAs Volumenschicht (graue Symbole und Linie,  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , HHI31071 Tab. C.6), einer bei 400° C abgeschiedenen MQW Struktur (schwarze gestrichelte Linie,  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , HHI30944 Tab. C.9) und einer LT MQW Struktur (schwarze Symbole und Linie,  $\lambda = 1,43 \mu\text{m}$ , HHI31121 Tab. C.9). Die Linien geben Angleichungen an Funktion (5.11) wieder.

nung in GaInAs/AlInAs MQW Strukturen erhöht werden. Ursache hierfür liegt in der Verminderung der Schwerlochmasse (parallel zu den Grenzflächen) und der daraus resultierenden Reduktion der Zustandsdichte. Abb. 5.41.a zeigt einen Vergleich der differentiellen Transmission einer gitterangepassten (schwarze Linie, HHI13412 Tab. C.7) und einer kompressiv verspannten (graue Linie, HHI13613 Tab. C.7) LT MQW Probe bei  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  und einer Anregungsdichte von  $1,3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$ . Beide Proben wurden bei  $T_g = 200^\circ\text{C}$  abgeschieden und in-situ ausgeheilt. Die MQW Strukturen sind homogen mit Be dotiert ( $[\text{Be}] = 8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) und die exponentiellen Abklingzeiten ergeben sich zu 1,4 ps für die gitterangepasste und zu 1,8 ps für die verspannungskompensierte Probe. Die differentielle Transmission der verspannungskompensierten Probe ist um etwa einen Faktor 2 größer als das Signal der gitterangepassten Probe. Da jedoch bei sehr geringen Anregungsdichten gemessen wurde, ist nicht der oben genannte Zusammenhang von Verspannung und Zustandsdichte ausschlaggebend, sondern vielmehr sind die effektive Bandlücke und die Ladungsträgerverteilungen von heißen Elektronen und Löchern nach der optischen Anregung zu berücksichtigen. Abb. 5.41.b und 5.41.c geben berechnete Banddiagramme der gitterangepassten und verspannungskompensierten Probe wieder. Obwohl die Quantenfilme der verspannungskompensierten Probe weniger als halb so dick verglichen mit den Quantenfilmen der gitterangepassten Probe sind (Tab. C.7), ist die effektive Bandlücke der verspannten Probe aufgrund des hohen InAs Gehalts der Quantenfilme geringer. Anhand dieser Banddiagramme können die Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Wellenlänge abgeschätzt werden (Abb. 5.41.d, Verbreiterung  $\Delta E = 9 \text{ meV}$ ). Die differentielle Absorption wurde wie in Abschnitt 5.5.2 unter der Annahme einer 'instantan' thermalisierten gesamten Ladungsträgerverteilung berechnet und die differentielle Transmission durch  $\Delta T/T \approx \exp(-(\alpha - \alpha_0)d) - 1$  abgeschätzt (Abb. 5.41.e). Diese Abschätzung gibt die gegenüber der gitterangepassten MQW Probe erhöhte differentielle Transmission der verspannungskompensierten Probe wieder. Diese Berechnungen lassen darauf schließen, dass neben der unterschiedlichen effektiven Bandlücke die Temperatur der Ladungsträgerverteilungen nach der optischen Anregung der beiden n-typ MQWs (gitterangepasst:  $T_e = 324\text{K}$ ,  $T_{SL} = 347\text{K}$ ; verspannungskompensiert:  $T_e = 311\text{K}$ ,  $T_{SL} = 378\text{K}$ ) maßgeblich die differentielle Transmission beeinflussen. Um eine MQW Probe mit möglichst intensiver differentieller Transmission bei geringen Anregungsdichten zu entwickeln, ist daher auf eine gute Abstimmung von kombinierter Zustandsdichte, Ladungsträgerkonzentrationen und Anregungswellenlänge zu achten. Für Anwendungen bei hohen Anregungsdichten kann ferner durch kompressive Verspannung der Quantenfilme eine Optimierung des differentiellen Signals erreicht werden.

Schon der Vergleich von statischen Transmissionsspektren von unbehandelten und ausgeheilten Proben in Abschnitt 5.3.2 ließ darauf schließen, dass Be die Umverteilung von Überschuss As während des Temperns erschwert. Diese Schlussfolgerung wird durch die Gegenüberstellung von zeitaufgelösten Messungen der differentiellen Transmission einer nominell undotierten LT MQW Probe in Abb. 5.42.a (HHI13410 Tab. C.7) und einer Be dotierten LT MQW Probe in Abb. 5.42.b ( $[\text{Be}] = 8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , HHI13412 Tab. C.7) bestätigt. Messungen an unbehandelten (ausgeheilten) Proben sind als schwarze (graue) Linien dargestellt. Die Anregungsdichten lagen im Bereich von  $1,1$  bis  $1,9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$  und die durch die Laserpulse vorgegebene Zeitauflösung betrug  $140 \text{ fs}$ . Die thermische Behandlung der nominell undotierten Probe führt zu einer gravierenden Veränderung des zeitlichen Verlaufs der differentiellen Transmission. Während das Abklingverhalten der Probe im unbehandelten Zustand durch eine exponentielle Zeitkonstante von ca.  $1,1 \text{ ps}$  charakterisiert werden kann, wird dieser Wert nach thermischer Behandlung der Probe zu  $456 \text{ ps}$  bestimmt. Dieses langsame Abklingverhalten entspricht dem zeitlichen Verlauf der differentiellen Transmission von MQW Proben, welche bei herkömmlichen Wachstumstemperaturen abgeschieden wurden (vgl. Abb. 5.28.b) und lässt auf eine nahezu vollständige Umverteilung des Überschuss As von  $\text{As}_{III}$  Punktdefekten zu As Clustern schließen. Eine wesentlich geringere Auswirkung des Temperns ist im Falle von Be dotierten LT MQWs zu beobachten (Abb. 5.42.b). Das ultraschnelle Abklingen der differentiellen Transmission der unbehandelten Be dotierten Probe kann mittels Entfaltung von Pulsform und exponentiellem Abklingen durch eine Zeitkonstante von  $0,23 \text{ ps}$  beschrieben werden. Die differentielle Transmission der ausgeheilten Be dotierten Probe fällt mit einer Zeitkonstante von  $1,3 \text{ ps}$  ab. Diese, gegenüber den Werten der nominell undotierten Probe, geringe Änderung der Abklingkonstante kann durch eine Be induzierte Unterdrückung der Umverteilung des Überschuss As während des Ausheilens erklärt werden. Für die Implementierung von LT MQWs in ultraschnelle optische Bauelemente eignen sich Be dotierte LT MQW Proben aufgrund ihres ultraschnellen Abklingverhaltens. Die Verwendung von ausgeheilten Be dotierten LT MQW Schichtstrukturen kann ggf. von Vorteil sein, da diese gegenüber unbehandelten Be dotierten MQWs ein intensiveres Signal der differentiellen Transmission aufweisen (s. Bildunterschrift Abb. 5.42). Experimente zur Abschätzung der Auswirkung von hohen Repetitionsraten auf die differentielle Transmission von LT MQWs werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

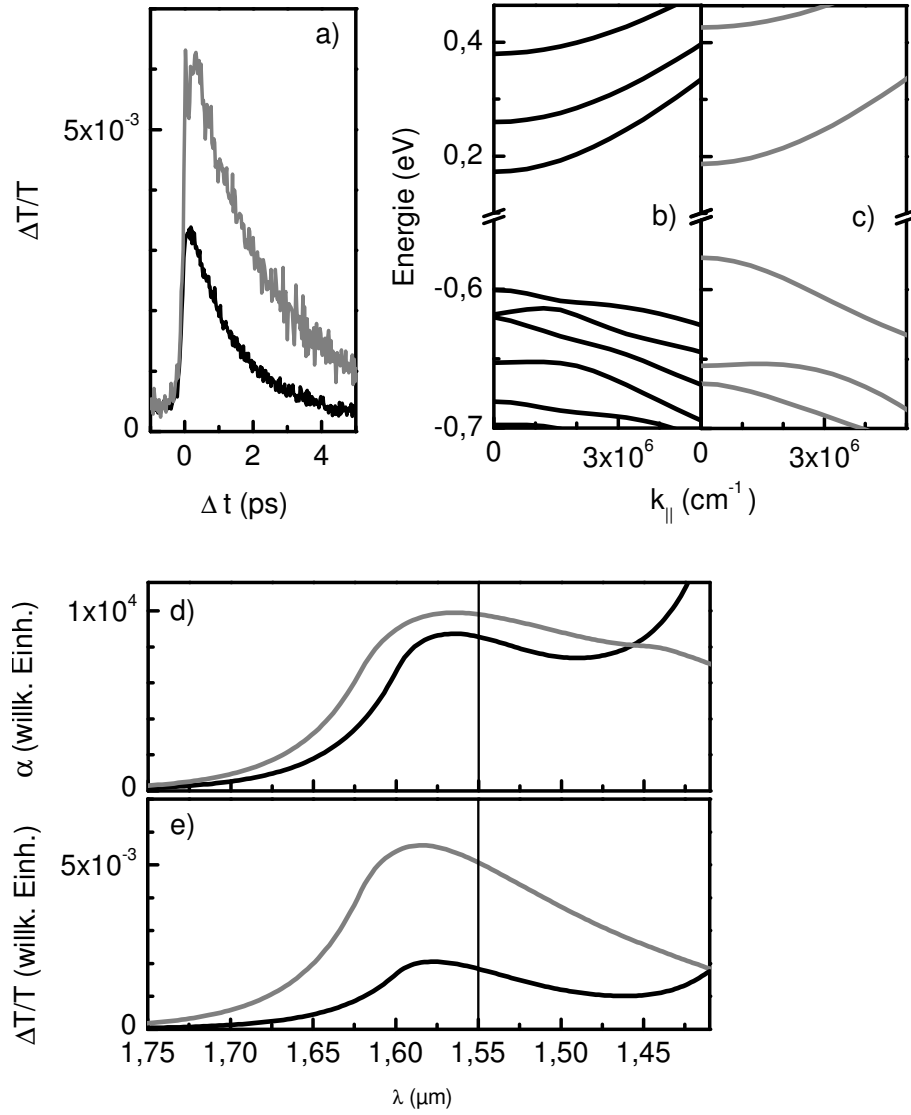


Abbildung 5.41: Vergleich der differentiellen Transmission einer gitterangepassten (schwarze Linien, HHI13412 ausgeheilt Tab. C.7) und einer kompressiv verspannten (graue Linien, HHI13613 ausgeheilt Tab. C.7) LT MQW Probe: a) Messungen bei  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  und einer Anregungsdichte von  $1,3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$ , b) und c): berechnete Bänderdiagramme der gitterangepassten und der verspannungskompensierten MQW Probe d) und e): Berechnete lineare Absorption und differentielle Transmission in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

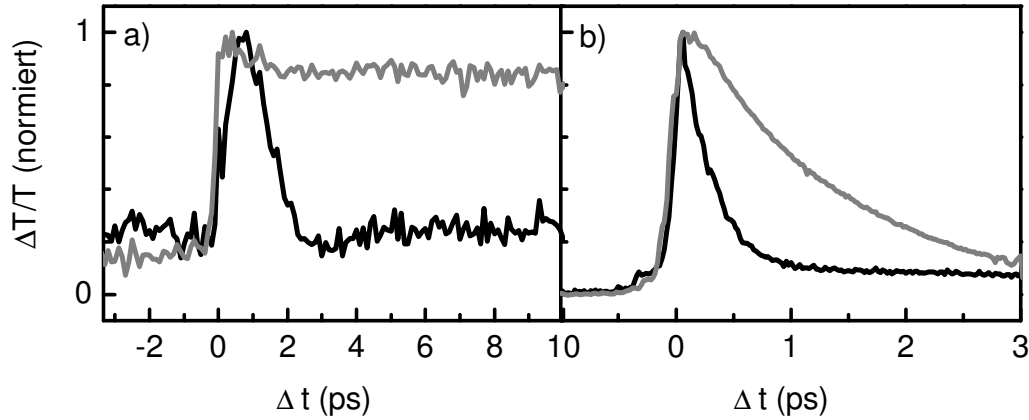


Abbildung 5.42: Vergleich der normierten differentiellen Transmission von unbehandelten (schwarze Linien) und getemperten (graue Linien) LT MQW Strukturen: a) Nominell undotiert (HHI13410 Tab. C.7) und b) Be dotiert ( $[Be] = 8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , HHI13412 Tab. C.7). Die Anregungsdichten lagen im Bereich von  $1,1$  bis  $1,9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$ . Die maximale differentielle Transmission beträgt für die nominell undotierte Probe in a)  $3,2 \cdot 10^{-4}$  ( $7,5 \cdot 10^{-3}$ ) im unbehandelten (getemperten) Zustand und  $1,3 \cdot 10^{-3}$  ( $4,2 \cdot 10^{-3}$ ) für die Be dotierte Probe in b).

#### 5.5.4 Simulation hoher Repetitionsraten

Für den Einsatz von LT MQWs in rein optischen Bauelemente, welche ultrahohe Datenraten in zukünftigen Glasfaser gestützten Informationsnetzen verarbeiten werden, ist neben der Voraussetzung einer ultraschnellen optischen Signalverarbeitung die Unterstützung von hohen Repetitionsraten obligatorisch. Da noch keine kontinuierlichen Tbit/s Pulszüge zur Verfügung stehen, muss die Unterstützung von hohen Repetitionsraten indirekt untersucht werden. Zum Einen wurde zu diesem Zweck der Einfluss einer zusätzlichen optischen Anregung mit einem Nd:YLF (Neodym: Yttrium Lithium Fluorid) Dauerstrich (CW) Laser während der Anrege-Abtast-Experimente auf die differentielle Transmission von LT MQW Proben untersucht. Die durch den Dauerstrichlaser angeregten Elektronen werden aufgrund dessen Emissionswellenlänge ( $\lambda = 1,054 \mu\text{m}$ ,  $P = 50 \text{ mW}$ ) ausschließlich in den GaInAs Quantenfilmen und nicht in Barrieren generiert und relaxieren in unbesetzte LT Zustände. Aufgrund der langsamen Rekombinationszeit ist diese erhöhte Besetzung von LT Zuständen vergleichbar mit einer erhöhten Besetzung, die sich aufgrund höherer Repetitionsraten ergibt. Zum Anderen wurde die verstärkte Transmission, welche durch einen doppelten Anregepuls verursacht

wird, untersucht (s. Abschnitt 4.2). Der zeitliche Abstand der beiden Anregepulse betrug 1,5 ps und entspräche dem zeitlichen Pulsabstand eines 667 Gbit/s Pulszuges.

Abb. 5.43 zeigt den Einfluss der zusätzlichen Dauerstrichanregung auf Anrege-Abtast-Messungen von nominell undotierten MQWs (Tab. C.9). Die oberen Abbildungen stellen die differentielle Transmission ohne (schwarze Kurve) und mit (graue Linien) zusätzlicher Dauerstrichanregung von nominell undotierten MQW Strukturen, die bei a) 550°C (HHI30940), b) 350°C (HHI30954) und c) 100°C (HHI31121) abgeschieden wurden, dar (Tab. C.9). Ein Überblick über die Auswirkung der zusätzlichen Dauerstrichanregung auf die erhöhte Transmission von LT MQWs in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur wird in Abb. 5.43.d gezeigt. Aufgetragen ist die gemittelte (für  $\Delta t > 0$ ) Differenz der differentiellen Transmission mit Dauerstrichanregung zum Signal ohne zusätzlicher Anregung als Funktion der Wachstumstemperatur. Unter Berücksichtigung der Pulsintensitäten und Absorptionsspektren der untersuchten Proben ergeben sich Anregungsdichten von 1,1 bis  $1,6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$ . Der Dauerstrichlaser erzeugt zusätzlich eine Ladungsträgerdichte von  $6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}/\text{QW}$ . Während die differentielle Transmission der  $T_g = 550^\circ\text{C}$  Probe mit zusätzlicher konstanter Anregung diejenige ohne zusätzlicher Anregung deutlich übersteigt, wird bei der Probe, welche bei 350°C abgeschieden wurde, eine nur sehr geringe Abweichung festgestellt und bei der  $T_g = 100^\circ\text{C}$  Probe senkt die zusätzliche Anregung gegenüber der herkömmlichen Anrege-Abtast Messkurve die differentielle Transmission über den gesamten Bereich der Zeitverzögerung  $\Delta t$ . Diese Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur nominell undotierter MQWs ist in Abb. 5.43.d dargestellt und lässt sich auf die mit abnehmender Wachstumstemperatur zunehmende Konzentration an freien Elektronen einerseits und auf die zunehmende Dichte an LT Zuständen nahe der Leitungsbandkante andererseits zurückführen.

Die Dauerstrichanregung bei einer Wellenlänge von  $1,054 \mu\text{m}$  erzeugt Ladungsträger mit einer Überschussenergie ( $\hbar\omega - E_g$ ) von etwa 380 meV, wodurch sich nach Thermalisierung der angeregten und der kalten (d.h. Raumtemperatur) Ladungsträger eine thermische Verteilung einstellt, welche durch eine deutlich höhere Temperatur charakterisiert wird. Hierbei ist die Temperaturdifferenz der Ladungsträgerverteilungen hoch (niedrig), sofern die Dichte an Ladungsträger ohne Anregung gering (hoch) ist. Aufgrund der permanenten Anregung heißer Ladungsträger einerseits und Abkühlung (hauptsächlich durch Emission optischer LO Phononen) andererseits stellt sich eine Gleichgewichtstemperatur ein. Bei Anrege-Abtast-Messungen führen heiße Ladungsträgerverteilungen zu einer erhöhten Dichte an unbesetzten Zuständen im Energiebereich nahe der Leitungsbandkante und zu einer



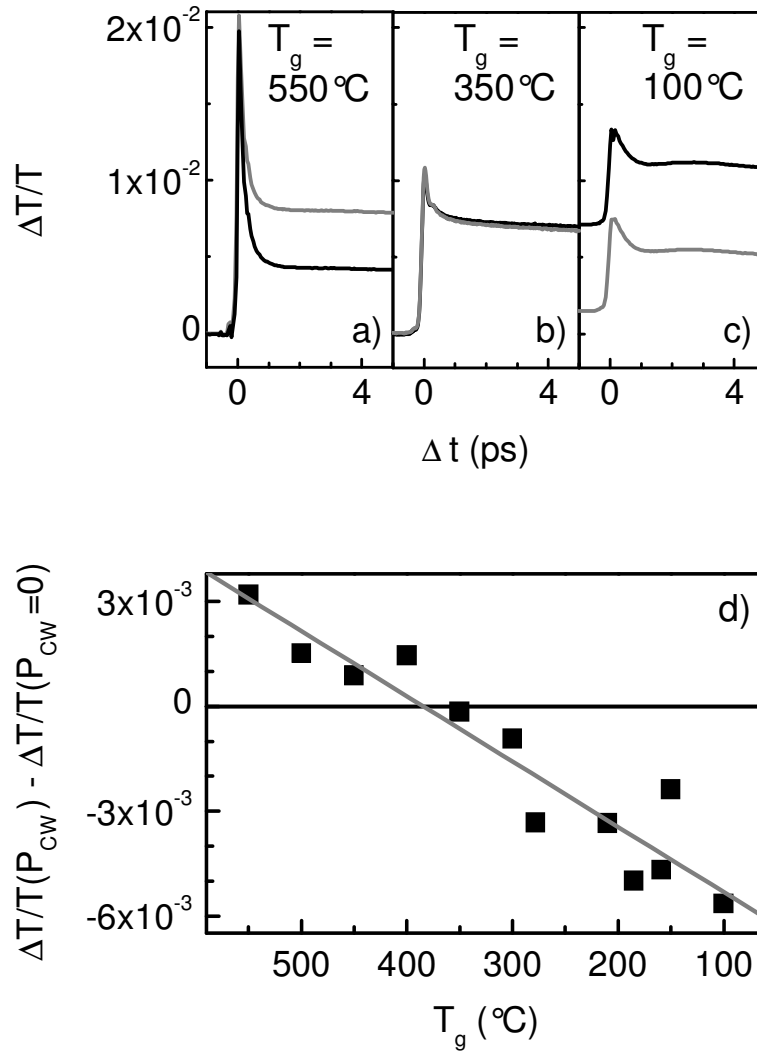


Abbildung 5.43: Differentielle Transmission ohne (schwarze Kurve) und mit (graue Linien) zusätzlicher Dauerstrichanregung von nominell undotierten MQW Strukturen, die bei a)  $550^\circ\text{C}$  (HHI30940), b)  $350^\circ\text{C}$  (HHI30954) und c)  $100^\circ\text{C}$  (HHI31121) abgeschieden wurden (s. Tab. C.9). d): Gemittelte ( $\Delta t > 0$ ) Differenz der differentiellen Transmission mit Dauerstrichanregung zum Signal ohne zusätzlicher Anregung in Abhängigkeit der Wachstumstemperatur von nominell undotierten MQWs (Tab. C.9).

gegenüber der Situation von kalten Ladungsträgerverteilungen erhöhten differentiellen Transmission. Dieser Zusammenhang führt dazu, dass mit abnehmenden Wachstumstemperaturen und zunehmender Konzentration an freien Elektronen die durch die Dauerstrichanregung verursachte Erhöhung der differentiellen Transmission abnimmt.

Für die Messung der zeitaufgelösten Transmissionsänderung an MQW Proben, die bei tiefen Wachstumstemperaturen abgeschieden wurden, ist jedoch die Reduktion der akkumulierten langanhaltenden Transmissionsänderung aufgrund der zusätzlichen Anregung durch den Dauerstrichlaser (Abb. 5.43.c) ausschlaggebend. Diese ergibt sich durch die Besetzung von LT Zuständen durch Elektronen, welche durch die Dauerstrichanregung erzeugt wurden. Für nominell undotierte MQWs kann die Dichte an unbesetzten LT Zuständen durch die Konzentration an freien Elektronen abgeschätzt werden. Im Falle der bei 100 °C abgeschiedenen Probe wurde die Konzentration an freien Elektronen zu  $1,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$  bestimmt. Die zusätzliche kontinuierliche Anregung erzeugt eine Ladungsträgerdichte von  $6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}/\text{QW}$ , wodurch die akkumulierte Transmission (bei  $\Delta t < 0$ ) um 80 % abgesenkt wird. Daraus lässt sich die Verweildauer von Elektronen in LT-Zuständen zu 147 ns abschätzen. Dieser Wert stimmt gut mit dem Wert von 118 ns aus Abb. 5.28 ( $\tau_2$ ) und mit dem Wert von 140 ns, den Y. Chen et al. mittels zeitaufgelöster THz Messungen für nominell undotierte LT GaInAs/AlInAs MQWs bestimmt haben<sup>74</sup>, überein. Mittels der zusätzlichen Dauerstrichanregung kann somit der Einfluss der Besetzungsstatistik der LT-Zustände auf die Relaxationsdynamik angeregter Ladungsträger in LT MQW Strukturen mit hoher Empfindlichkeit nachgewiesen werden.

Abb. 5.44 demonstriert dies anhand eines Vergleichs der differentiellen Transmission mit (graue gestrichelte Linien) und ohne (schwarze durchgezogene Linien) zusätzlicher Dauerstrichanregung einer Be dotierten LT MQW Probe im unbehandelten (a) und ausgeheilten (b) Zustand (HHI13412 Tab. C.7). Im Vergleich zu nominell undotierten LT MQW Proben führt die p Dotierung zu einer Absenkung des Fermi-Niveaus und zu einem erhöhten Anteil an unbesetzten LT Zuständen. Daher sind die Unterschiede, die sich in den Transmissionsmessungen mit und ohne CW Anregung ergeben, in Be dotierten LT MQW Strukturen sehr viel geringer als diese in nominell undotierten LT MQW Strukturen beobachtet werden. Ausheilen und die hiermit einhergehende Umverteilung von Überschuss As von  $\text{As}_{III}$  Punktdefekten zu As Clustern vermindert wiederum die Dichte an LT Zuständen. Dies führt dazu, dass sich die Messkurven mit und ohne zusätzlicher permanenter Anregung, welche von der ausgeheilten Probe aufgenommen wurden, geringfügig unterscheiden. Dagegen sind die entsprechenden Messkurven der unbehandelten Probe nahezu identisch. Der Vergleich zu den unter gleichen Anregungsbe-

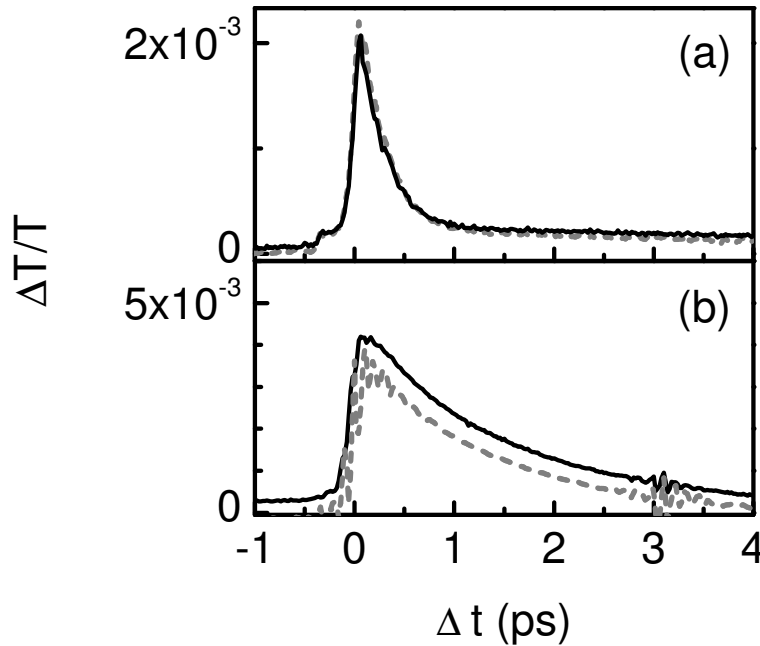


Abbildung 5.44: *Differentielle Transmission einer Be dotierten LT MQW Probe mit (graue gestrichelte Linien) und ohne (schwarze durchgezogene Linien) zusätzlicher Dauerstrichanregung im a) unbehandelten und b) ausgeheilten Zustand (HHI13412 Tab. C.7). Die Anregungsdichten ergeben sich zu 1 bis  $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$ . Der Dauerstrichlaser erzeugt zusätzlich eine Ladungsträgerdichte von  $6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}/\text{QW}$ .*

dingungen aufgenommenen Messungen der nominell undotierten LT MQW Probe in Abb. 5.43.c zeigt, dass p dotierte LT GaInAs/AlInAs MQWs gegenüber nominell undotierten Strukturen wesentlich bessere Voraussetzungen für die Implementierung in hochbitratige Bauelemente aufweisen.

Während LT MQWs mittels der Methode der zusätzlichen Dauerstrichanregung hinsichtlich langanhaltender Akkumulationseffekten untersucht wurden, zielen Anrege-Abtast Messungen unter Verwendung von Doppelpulsen auf das ultraschnelle optische Antwortverhalten bei schnell aufeinander folgenden Pulsen. Abb. 5.45 zeigt einen Überblick über entsprechende Messungen an einer nominell undotierten und einer Be dotierten LT MQW Probe (HHI13410 und HHI13412, Tab. C.7). Die Proben wurden mit Femtosekunden Pulsen angeregt, welche in einem zeitlichen Abstand von 1,5 ps aufeinander folgten. Die Anregungsdichten lagen im Bereich zwischen  $10^9$  und  $10^{10} \text{ cm}^{-2}/\text{QW}$ . Abb. 5.45.e zeigt die Kreuzkorrelation der Anrege- und Abtastpulse und veranschaulicht die Zeitauflösung des Experiments. Die Abbil-

dungen a)-d) zeigen die differentielle Transmission a) eines undotierten getemperten MQWs (HHI13410), b) eines undotierten unbehandelten MQWs (HHI13410), c) eines Be dotierten getemperten MQWs (HHI13412) und d) eines Be dotierten unbehandelten MQWs (HHI13412). Die Pulssequenz wird von der Be dotierten unbehandelten Probe (d) deutlich aufgelöst. Gegenüber der Kreuzkorrelation in e) führt die endliche Abklingzeit der Probe zu einer leichten Verbreiterung und Asymmetrie der aufgelösten Signale. Demgegenüber wird in der getemperten Probe (c) eine Akkumulation von angeregten Ladungsträgern während des zweiten Pulses beobachtet und ein deutlich langsames Abklingen der differentiellen Transmission (vgl. Abb. 5.42.b). Starke Akkumulationseffekte werden in nominell undotierten LT MQW Proben beobachtet (a und b), da in diesen Proben die Dichte an unbesetzten LT Zuständen zu gering ist und daher die Relaxation nicht schnell genug vonstatten geht, um die Pulssequenz aufzulösen.

Diese Ergebnisse zeugen von dem Potential von Be dotierten unbehandelten LT GaInAs/AlInAs MQW Strukturen für die Implementierung in höchstbitratige optische Bauelemente. Durch thermische Behandlung dieser Proben kann eine Erhöhung der differentiellen Transmission um den Faktor  $\approx 3$  erreicht werden (s. y-Skala Abb. 5.45.c,d), beschränkt aber gleichzeitig den Einsatz der Be dotierten LT MQW Strukturen auf Anwendungen mit einer Bitrate von ca.  $\leq 250$  GBit/s.

## 5.6 Anwendungspotential

Neben ultraschnellen rein optischen Bauelementen, wie sie z.B. von R. Takahashi und Mitarbeiter<sup>78-83</sup> untersucht wurden, bieten sich Anwendungen unter anderem in den folgenden Themengebieten an:

Sättigbare schnelle Absorber in einer Kavität (SESAM) auf LT-GaAs Basis werden häufig zur passiven Modenkopplung in Femtosekundenlasern eingesetzt<sup>243,244</sup>. Um das Funktionsprinzip der LT GaAs basierenden SESAMs auf die für die Telekommunikation relevanten Wellenlängen auszuweiten, wurde entsprechende Bauelemente mit GaInNAs auf GaAs Substraten realisiert. Hierbei dient der Einbau von einigen Prozent Stickstoff zum einen der Reduktion der Verspannung von GaInAs gegenüber GaAs Substraten und zum anderen der Verminderung der Bandlücke und somit zu einer Rotverschiebung der Absorptionskante<sup>245</sup>. Gegenüber den LT GaAs basierenden SESAMs, die ultrakurze Laserpulse kleiner als 10 fs ermöglichen<sup>246</sup>, erzeugen die auf GaInNAs basierenden SESAMs bei Wellenlängen von 1,3 bis 1,55  $\mu\text{m}$  Laserpulse mit einer Dauer von einigen Pikosekunden. In diesem Zusammenhang erscheint eine Implementierung von SESAMs, welche auf LT GaInAs/AlInAs

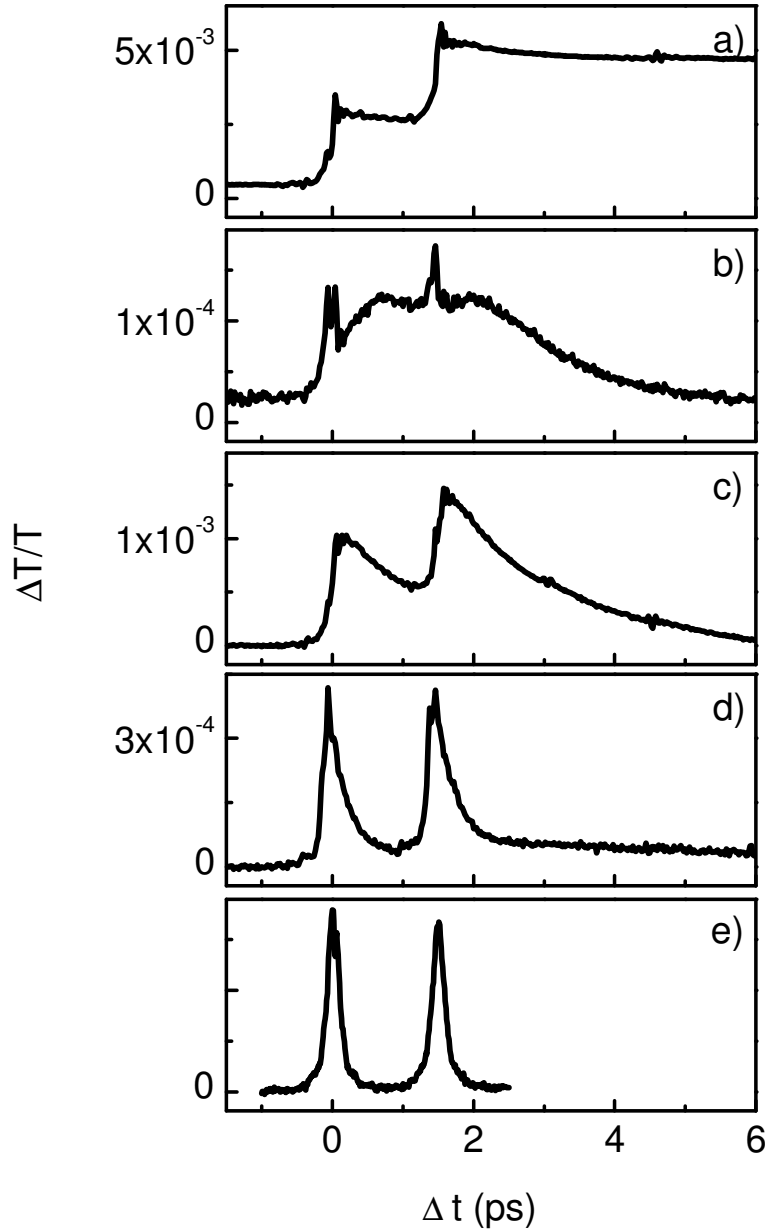


Abbildung 5.45: Veränderung der Transmission aufgrund einer Doppel-Puls Anregung a) eines undotierten getemperten MQWs (HHI13410), b) eines undotierten ungetemperten MQWs (HHI13410), c) eines Be dotierten getemperten MQWs (HHI13412) und d) eines Be dotierten ungetemperten MQWs (HHI13412, Tab. C.7). e): Kreuzkorrelation des Anrege-Doppelpulses.

MQWs basieren, zur passiven Modenkopplung in  $1,55\ \mu\text{m}$  Kurzpulslasern vielversprechend.

Weiterhin wird LT GaAs für die Herstellung von photoleitenden Antennen verwendet, welche entweder bei angelegter Spannung und Anregung mit Femtosekundenpulsen oder bei Anregung mit zwei Dauerstrichlasern, deren Emissionswellenlängen sich geringfügig unterscheidet (Generation der Differenzfrequenz), THz Strahlung emittieren<sup>247–250</sup>. Die Verwendung von LT GaInAs bzw. LT GaInAs/ AlInAs MQWs anstelle von LT-GaAs ermöglicht im ersten Fall die Verwendung von kostengünstigeren Faserlasern anstelle der üblicher Weise verwendeten Ti:Sa Lasern und im zweiten Fall eröffnet sich die Möglichkeit, die beiden Anregungslichtwellen über Glasfasern an den Emmitter und den Detektor zu führen. Erste Arbeiten hierzu wurden erfolgreich durchgeführt<sup>251,252</sup>.

LT Epitaxie kann auch zur Herstellung von Mangan dotiertem GaAs eingesetzt werden. Dies hat gegenüber herkömmlichen Wachstumstemperaturen den Vorteil, dass sich eine homogene Dotierung bis zu einer Größenordnung von etwa 10% erreichen lässt. Somit lassen sich ferromagnetische Halbleiterheterostrukturen mit einer relativ hohen Curie Temperatur von ca. 150 bis 160 K herstellen<sup>253</sup>. Eine entsprechende Umsetzung in LT GaInAs könnte zu ferromagnetischen Halbleitern für Spintronics Anwendungen mit einer Absorptionskante im für die fasergestützte Telekommunikation interessanten Wellenlängenbereich um  $1,55\ \mu\text{m}$  führen.

## 5.7 Zusammenfassung

Die Epitaxie von GaInAs Volumenmaterial und GaInAs/AlInAs MQW Strukturen bei niedrigen Wachstumstemperaturen führt zu vermehrtem Einbau von As. Dieses Überschuss As wird auf Gruppe III Gitterplätzen eingebaut und es resultieren energetische Zustände nahe der Leitungsbandkante (Aktivierungsenergie  $\approx 30\ \text{meV}$ ). Nominell undotierte und thermisch unbehandelte GaInAs/ AlInAs MQW Proben, welche bei niedrigen Temperaturen von bis zu  $100\ ^\circ\text{C}$  in guter kristalliner Qualität abgeschieden werden können, sind durch sehr hohe Konzentrationen ( $\sim 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$ ) LT-MBE induzierter Störstellen, welche zu einer hohen Konzentration an freien Elektronen führen, geprägt. Der Einfang von angeregten Elektronen in LT-Zustände in nominell undotierten MQW Strukturen verläuft mit einer Zeitkonstanten von ca. 10 ps. Für zunehmende Anregungsenergie lässt sich aufgrund von thermalisierten Ladungsträgerverteilungen eine schnellere Erholung der Absorption beobachten. Ebenso lässt sich die Abhängigkeit der maximalen Transmissi-

onsänderung von der Anregungswellenlänge auf entsprechende Ladungsträgerverteilungen zurückführen. Die Rekombination von eingefangenen Elektronen verläuft wesentlich langsamer als der Einfang in LT Zustände und kann durch Zeitkonstanten im 100 ns Bereich beschrieben werden.

In einem mittleren Bereich der Wachstumstemperatur um ca. 450 °C sind die optischen und elektrischen Eigenschaften von GaInAs/ AlInAs MQWs geprägt von tiefen Störstellen in den Barrieren. Diese Strukturen weisen einen hohen elektrischen Widerstand auf und die Relaxationszeiten sind gegenüber Standardproben um etwa 1 Größenordnung reduziert. Daher eignet sich dieses Material für die Implementierung in optoelektronische Bauelemente, welche für Frequenzen von einigen GHz konzipiert werden.

Thermisches Ausheilen von LT Proben führt zu einer Umverteilung des Überschuss As von  $As_{III}$  Punktdefekten zu As Clustern, welche sich in MQW Strukturen vor allem in den GaInAs Schichten anreichern. Diese Umverteilung ist mit einer Reduktion der Gitterkonstante verbunden. Durch thermische Behandlung von LT Proben kann eine Minimierung der langanhaltenden Transmissionsänderung erreicht werden. Dies wird auf die energetische Verteilung der LT Zustände und auf die Bildung von zusätzlichen Rekombinationszentren während des Temperns zurückgeführt.

Be Dotierung führt zu einer Absenkung des Fermi Niveaus gegenüber nominell undotierten LT GaInAs und ist mit einer Erhöhung der Dichte an unbesetzten LT Zuständen verbunden, was einen ultraschnellen Einfang von angeregten Elektronen ermöglicht. Während Ausheilen von nominell undotierten LT MQW Proben starken Einfluss auf den zeitlichen Verlauf der differentiellen Transmission hat und das Abklingen bei ausgeheilten undotierten MQW Proben vergleichbar langsam vonstatten geht wie bei MQWs, die bei herkömmlichen Wachstumstemperaturen abgeschieden wurden, wird ein wesentlich geringerer Effekt bei Be dotierten LT MQW Proben beobachtet. Ebenso weist der Vergleich von statische Transmissionsspektren darauf hin, dass durch Be Dotierung die Umverteilung von Überschuss As vermindert werden kann.

Sofern die Anregungsdichte in Anrege und Abfrage Messungen die Konzentration an unbesetzten LT Zuständen übersteigt, werden erhöhte Abklingzeiten der differentiellen Transmission aufgrund von Sättigungseffekten beobachtet. Zeitkonstanten des Abklingverhaltens der differentiellen Transmission können in Abhängigkeit von Wachstumstemperatur und Be Dotierung grob in folgender Weise charakterisiert werden:

Reduktion der Wachstumstemperatur von nominell undotierten und unbehandelten MQWs verkürzt die Zeitkonstanten von ca. 1 ns auf ca. 10 ps. Durch zusätzliche Be Dotierung können Zeitkonstanten im Bereich von 1 bis 2 ps bei ausgeheilten Proben, bzw. Zeitkonstanten im Bereich von einigen

Hundert Femtosekunden bei unbehandelten Proben erreicht werden. Diese Zeitkonstanten sind abhängig von der Anregungsdichte und Anregungswellenlänge.

Experimente zur Eignung von LT MQW Strukturen für die Implementierung in hochbitratige optische Bauelemente belegen das Potential von unbehandelten Be dotierten LT GaInAs/AlInAs MQW Strukturen für Anwendungen mit Bitraten bis 1 Tbit/s. Tempern dieser Strukturen erhöht die differentielle Transmission (ca. Faktor 3) und reduziert die potentiellen Schaltfrequenzen auf ca. 250 Gbit/s.



# Kapitel 6

## Transmissionsmessungen an Quantenkaskadenlaser

In diesem Kapitel werden Ergebnisse zu Transmissionsmessungen an Quantenkaskadenlasern im laufenden Betrieb vorgestellt und diskutiert. Der Aufbau des Experiments ist in Abschnitt 4.3 beschrieben. Die untersuchten Proben werden im folgenden Abschnitt näher beschrieben. Daran anschließend werden die Messergebnisse vorgestellt und anhand von 8 Band  $k$ - $p$  Näherungsrechnungen diskutiert. Abschließend werden mögliche experimentelle Modifikationen und deren Potential erläutert.

### 6.1 Untersuchte Quantenkaskadenlaser

In diesem Abschnitt werden Quantenkaskadenlaser vorgestellt, welche vom Walter Schottky Institut, München für die stromabhängige Spektroskopie zur Verfügung gestellt wurden. Es handelt sich hierbei um zwei unterschiedliche auf InP basierende Laserkonzepte, deren Quantenkaskaden Schichtenfolgen den Veröffentlichungen von J. Faist<sup>254</sup> und D. Hofstetter<sup>255</sup> entnommen werden können.

Die Banddiagramme und die Betragsquadrate der Wellenfunktionen beider QCL Strukturen sind in Abb. 6.1 dargestellt. Beide QCLs basieren auf alternierenden AlInAs und GaInAs Schichten. Gegenüber gitterangepassten Schichten (Abb. 6.1.a C1186) kann die Leitungsbanddiskontinuität durch Verwendung von verspannungskompensierten Schichten erhöht werden (Abb. 6.1.b M1875) und somit die Tunnelwahrscheinlichkeit vom oberen Laserniveau in das Kontinuum vermindert werden. Die Struktur C1186 verwendet ein 3-QW Konzept mit einfacher Phononenresonanz der niederen Zustände in der aktiven Zone. Die Phononenresonanz begünstigt eine schnelle Entleerung

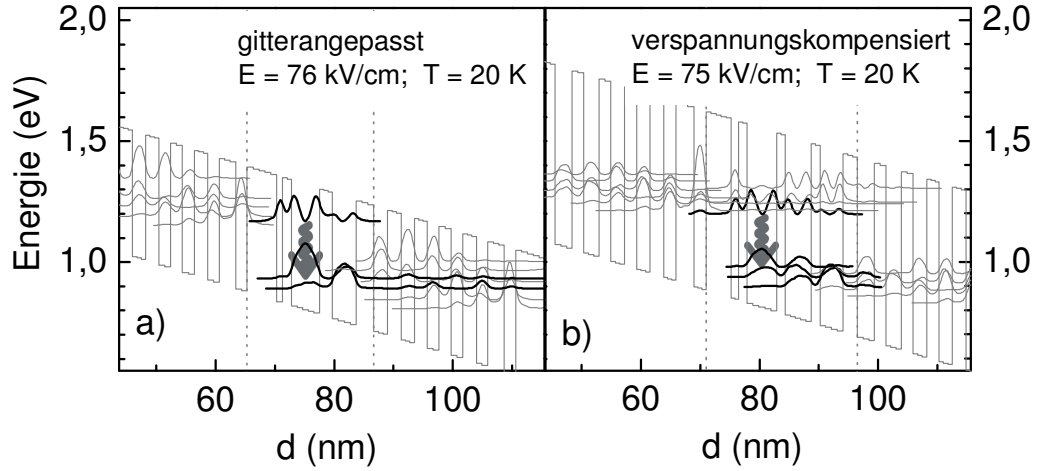


Abbildung 6.1: Leitungsband-Diagramme mit den Betragsquadraten der Wellenfunktionen eines aus gitterangepassten  $\text{AlInAs}/\text{GaInAs}$  bestehenden Quantenkaskadenlasers (C1186) in a) und eines spannungskompensierten QCLs basierend auf  $\text{Al}_{0,56}\text{In}_{0,44}\text{As}/\text{Ga}_{0,40}\text{In}_{0,60}\text{As}$  Schichten (M1875) in b). Graue vertikale Pfeile kennzeichnen die Laserübergänge bei  $\lambda \approx 5 \mu\text{m}$  in beiden Fällen. Die aktive Zone ist jeweils durch vertikale gepunktete Linien abgegrenzt.

des unteren Laserniveaus und trägt damit zur Inversion der Ladungsträgerdichten bei. In Struktur M1875 wird eine doppelte Phononenresonanz und ein großes Matricelement für den Laserübergang durch ein 4-QW Konzept realisiert. Diese Zusammenhänge haben zur Folge, dass Laseremission von Quantenkaskadenlasern, die auf Struktur b) basieren, bis zu einer Temperatur von 470 K im gepulsten Betrieb erreicht werden konnte<sup>256</sup>, während Laseremission auf Basis des 3-QW Konzeptes bis 300 K im gepulsten Betrieb beobachtet wurde<sup>254</sup>.

Laseremission von Proben beider Strukturen konnte auch nach dem spezifischen Aufbau für die Messung der spannungsinduzierten Transmissionsänderung (Abschnitt 4.3) gemessen werden. Abb. 6.2 zeigt die  $U(I)$  Kennlinie und die gemessene optische Ausgangsleistung der Probe C1186 bei einer Temperatur von 20K, Strompulslänge von 150 ns und einer Pulsfrequenz von 500 Hz. Dabei wurde eine für Quantenkaskadenlaser typische hohe Schwellstromdichte von ca.  $5 \text{ kA}/\text{cm}^2$  beobachtet.

Die für die Messung der stromabhängigen Transmission aufgebauten Laser (vgl. auch Abschnitt 4.3) unterschieden sich nicht nur durch unterschiedliche aktive Zonen, sondern auch durch unterschiedliche Mantelschichten und

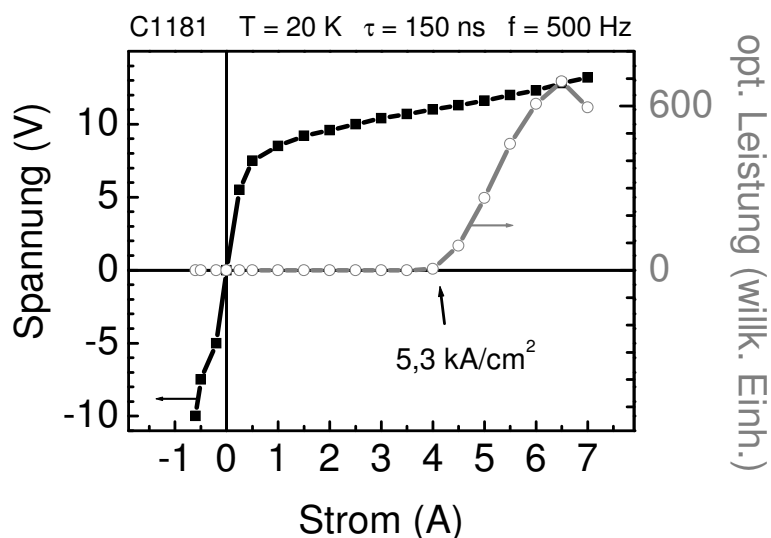


Abbildung 6.2:  $U(I)$  Kennlinie (schwarz) und optische Ausgangsleistung (grau) der QCL Probe C1186 (experimenteller Aufbau nach Abschnitt 4.3).

Wellenleiterstrukturen, wie dies in Abb. 6.3 verdeutlicht wird (s. auch Anhang B). Während der Laser C1186 Index-geführt ist, wurden die Stege der Probe M1875 durch Ätzen der angrenzenden Bereiche bis zum InP Substrat definiert. Die Flanken des InP Stegs sind bei der Probe C1186 nahezu senkrecht ( $90^\circ$ ). Die Flanken des tiefgeätzten Stegs der Probe M1875 weisen einen Winkel von ca.  $59^\circ$  auf. Diese Geometrien ergeben für die Messung der spannungsinduzierten differentiellen Transmission in Prismengeometrie einen geringen optimalen Durchmesser des Laserstrahls, wie dies im unteren Teil der Abb. 6.3 schematisch dargestellt ist. Demnach müsste in vertikaler Richtung der Laserstrahl auf etwa  $7,7 \mu\text{m}$  bei Probe C1186 und auf  $4,6 \mu\text{m}$  bei Probe M1875 fokussiert werden. Aufgrund der Abbildungsgeometrie, die durch die Notwendigkeit geprägt ist, den Strahl asymmetrisch zu fokussieren, ergaben sich der minimale vertikale Fokussdurchmesser zu ca.  $17 \mu\text{m}$  und der horizontale zu ca.  $500 \mu\text{m}$  (Messungen mittels Rasierklingen am Probenhalter).

Die einzelnen Laserbarren einer aufgebauten Probe (Abb. 4.8 links) sind dennoch im Experiment auflösbar, wie Abb. 6.4 anhand von Abtastmessungen der Transmission und des Photostroms aufzeigt. Aufgrund der Prismengeometrie entspricht der Variation der Probenposition in z-Richtung (vertikal) die laterale Abtastmessung über die Probenoberfläche. Das anfänglich hohe Signal der Transmission ergibt sich daraus, dass ein Teil des Laserstrahls noch über die Probe hinweggeht. Zwei der fünf Laserbarren befinden

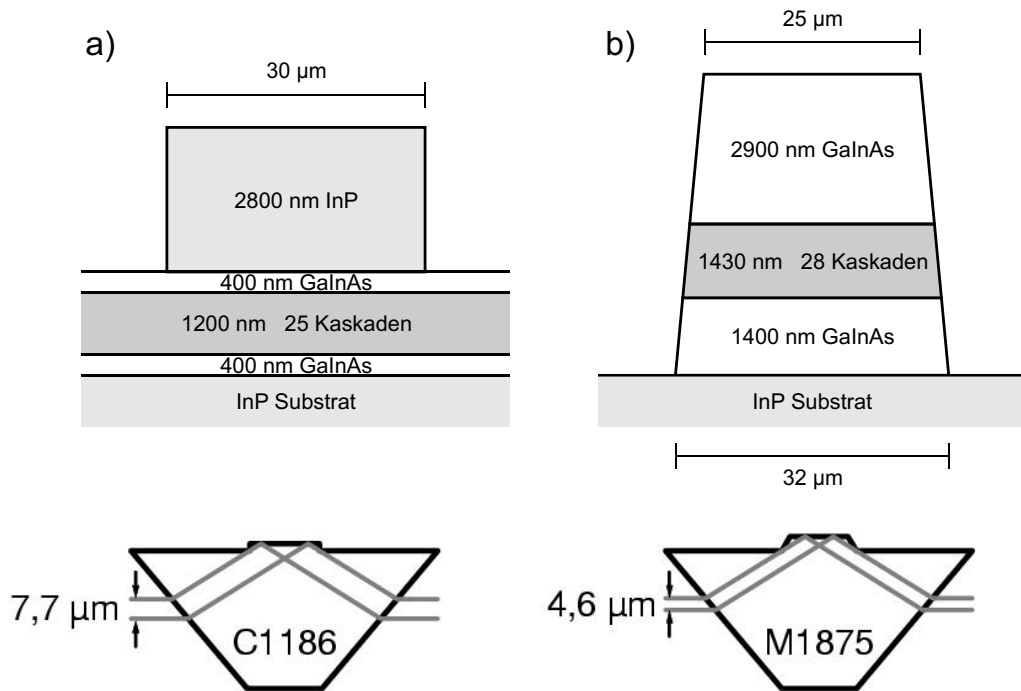


Abbildung 6.3: Oben: Schichtaufbau und Wellenleiterstruktur der untersuchten QCL Proben C1186 (a) und M1875 (b). (Die Abbildung ist maßstabsgetreu, aber mit unterschiedlichen vertikaler und horizontaler Skalierungen.) Unten: schematische Darstellung des Lichtweges durch die Probenprismen.

sich unmittelbar an einer Prismakante (Abb. 4.8 links) und werden daher im Transmissionssignal nicht sichtbar. Die drei übrigen Laserbarren werden dagegen gut als Minima in der Transmission aufgelöst. Da nur der mittig angeordnete Barren kontaktiert ist, kann nur dieser über das Signal des Photostroms identifiziert werden. Der Photostrom weist außerdem noch kleinere Maxima an den Rändern auf. Das Zustandekommen dieser Randmaxima ist nicht geklärt und ist evtl. auf Mehrfachreflektionen innerhalb des Probenprismas zurückzuführen. Aufgrund der unterschiedlichen Prozessierung der Proben C1186 und M1875 (Abb. 6.3) sind diese Minima in der Transmission bei Probe C1186 nicht zu beobachten. Da auch bei dieser Probe nur der mittig angeordnete Laserbarren kontaktiert ist, ist eine Fokussierung über den Photostrom möglich, wobei die Ortsauflösung um die Diffusionslänge angeregter Ladungsträger vermindert ist.

Obwohl sich die optimale Positionierung der Probe und die Fokussierung des Laserstrahls bei Verwendung der Probe M1875 sehr genau einstel-

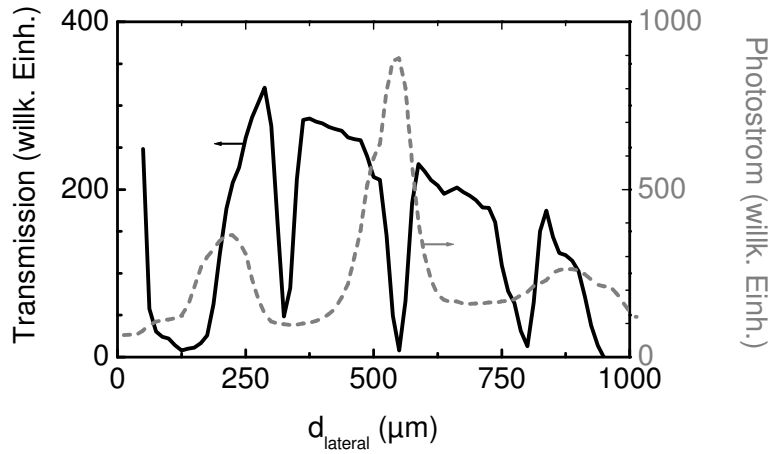


Abbildung 6.4: Laterale Abtastmessung der Transmission (schwarz) und des Photostroms (grau) über die Probe M1875.

len lässt, wurden Messungen der differentiellen Transmission hauptsächlich an der Probe C1186 durchgeführt. Der Grund hierfür liegt in der Beschaffenheit der Mantelschichten der Laserstruktur M1875. Da bei diesem Laser die optische Mode plasmageführt wird (Anhang B), werden sehr dicke (1,4 und 2,9  $\mu\text{m}$ ) n-dotierte GaInAs Mantelschichten verwendet. GaInAs absorbiert in dem für die Interbandübergänge der Injektoren und aktiven Zonen relevanten Wellenlängenbereich und ein Zugang zu spannungsinduzierten Transmissionsänderungen der Quantenkaskadenstruktur ist daher bei dieser Probe weitestgehend unmöglich.

## 6.2 Spannungsinduzierte differentielle Transmission

Abb. 6.5 zeigt eine laterale Abtastmessung der spannungsinduzierten differentiellen Transmission (vgl. Abschnitt 4.3) für Stromstärken von 2 bis 7 A bei  $T = 20\text{K}$  und  $\lambda = 1306\text{ nm}$ . Bei dieser Wellenlänge, welche mit der Interband-Übergangswellenlänge des unteren Laserniveaus korreliert, zeigt die untersuchte Probe (C1186) die größte differentielle Transmission. Die Messkurven sind vertikal um jeweils 0,02 verschoben. Deutliche Signale der differentiellen Transmission werden bei jeder Stromstärke über einen Großteil der Prismaoberfläche detektiert. Dem gegenüber verdeutlichen die vertikalen gestrichelten Linien die Breite des elektrisch kontaktierten Laserstreifens (vgl. Abb. 6.3.a).

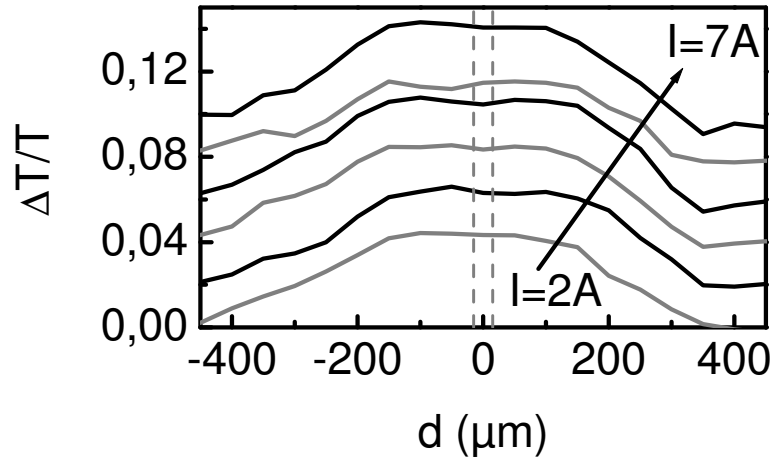


Abbildung 6.5: Laterale Abtastmessung der spannungsinduzierten differentiellen Transmission bei  $T = 20K$  und  $\lambda = 1306 \text{ nm}$  (Probe C1186). Die vertikalen gestrichelten Linien markieren den elektrisch kontaktierten Laserstreifen (vgl. Abb. 6.3.a). Die Messkurven wurden vertikal um jeweils 0,02 verschoben.

Als mögliche Ursachen, die bei der Abtastung zur Detektion von Transmissionssignalen in deutlicher Entfernung vom Kontaktstreifen des Lasers führen, können folgenden Zusammenhänge betrachtet werden:

- Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass ein Lichtstrahl, der zunächst nicht den Laserstreifen trifft, nach mehrfachen Prisma-internen Reflexionen zum Messsignal beiträgt.
- Um auszuschließen, dass das aufgenommene Signal durch die QCL eigene Laserstrahlung bedingt durch eine ungünstige Wellenführung verursacht wird, wurde das Modenprofil der Probe berechnet (Anhang B). Es zeigt sich, dass der Laser mehrere laterale Moden unterstützt, diese aber auf den Bereich unterhalb des geätzten InP Streifens beschränkt sind und daher die laterale Ausdehnung des Messsignals nicht durch die QCL Laserstrahlung verursacht sein kann.
- Es wird in Abschnitt 6.3 gezeigt werden, dass die differentielle Transmission dieser QCL Probe vor allem durch die angelegte Spannung verursacht wird. Daher wird nachfolgend erläutert, wie die Ausbreitung des Stromes durch den QCL und der laterale Spannungsverlauf abgeschätzt werden kann.

Um den Stromfluss durch eine QCL Struktur exakt zu berechnen, müsste die Boltzmann Transport Gleichung (Gl. 6.2), welche die zeitliche und räumliche Änderung einer kombinierten Energie- und Ladungsträgerdichte  $f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$  beschreibt, gelöst werden.

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial t} \nabla_{\mathbf{k}} f + \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} \nabla f = - \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} \quad (6.1)$$

(Boltzmann Transport Gleichung)

Der Term auf der rechten Seite beinhaltet alle möglichen Streumechanismen und trägt zur Komplexität der Gleichung entscheidend bei. Das Problem wird meist mit der Monte-Carlo Methode numerisch gelöst<sup>257</sup>. Um Stromdichten und lateralen Spannungsverlauf im vorliegenden Fall abzuschätzen, müssen jedoch Ladungsträgerdichten und Energieverteilung innerhalb der QCL Struktur nicht bekannt sein. Vielmehr reicht es aus, die bekannte U(I) Charakteristik des QCLs (Abb. 6.2) zu verwenden und den spezifischen Widerstand der an die QCL Struktur angrenzenden GaInAs:Si Schichten (Abb. 6.3.a) zu berechnen. Ein entsprechendes Ersatzschaltbild ist in Abb. 6.6.a skizziert.  $R_1$  charakterisiert den Widerstand im GaInAs:Si ( $n = 1 \cdot 10^{17}$  bei  $T = 300\text{K}$ ) und ergibt sich bei  $T = 20\text{K}$  und einer Ladungsträgerbeweglichkeit von  $\mu = 12250 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  zu  $0,1 \Omega/\mu\text{m}$ .  $R(U)$  charakterisiert den Widerstand der QCL Struktur und wurde so gewählt, dass sich insgesamt die gemessene U(I) Kennlinie (Abb. 6.2) der Probe ergibt. Die numerisch ermittelten lateralen Variationen von Stromdichte und Spannung sind in den Abbildungen 6.6.a und 6.6.b dargestellt. Die Stromdichte klingt außerhalb des wellenführenden und elektrisch kontaktierten InP Streifens beinahe exponentiell mit einer charakteristischen Länge von ca.  $14 \mu\text{m}$  (hohe Stromdichte) bis  $40 \mu\text{m}$  (niedrige Stromdichte) ab. Dagegen ist dem unteren Teil der Abbildung zu entnehmen, dass über die gesamte Oberfläche des Prismas eine Spannung von ca. 2 bis 4 V anliegt, welche, wie in Abschnitt 6.3 gezeigt wird, eine spannungsinduzierte differentielle Transmission zur Folge hat. Für QCL Strukturen, deren Wellenführung durch tiefes Ätzen der äußeren Bereiche (Abb. 6.3.b) realisiert wird, oder deren Stromfluss durch Protonenimplantierung lateral begrenzt wird<sup>258</sup>, wird dieser Effekt nicht erwartet.

Abb. 6.7 gibt mittels einer 3-dimensionalen Auftragung einen Überblick über die differentielle Transmissions der Probe C1186 in Abhängigkeit von der Wellenlänge und der Stromstärke. Die bei unterschiedlichen Strömen gemessenen Spektren ähneln sich in der Form und unterscheiden sich hauptsächlich in den Intensitäten. Ein Grund hierfür liegt in der begrenzten spektralen Auflösung des Experimentes ( $\Delta\lambda = 22 \text{ nm}$ ), welche von der spektralen Breite der Femtosekundenpulse (ca. 36-44 nm) festgelegt wird.

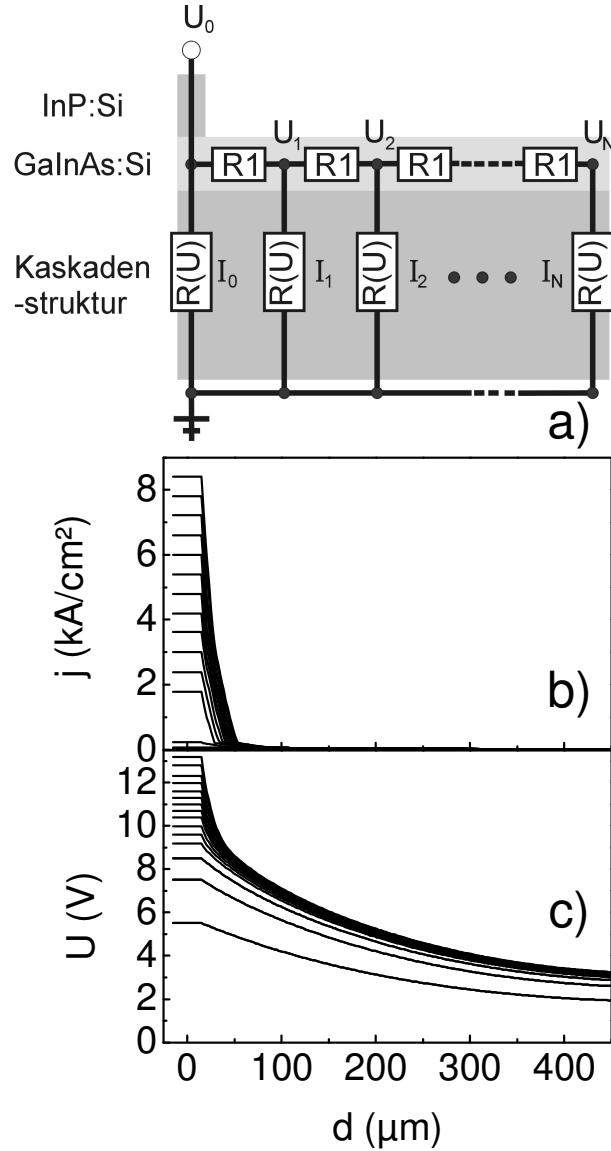


Abbildung 6.6: Berechnungen zur lateralen Stromdichteverteilung bei  $T = 20K$  (Probe C1186): a) Ersatzschaltbild b) laterale Verteilung der Stromdichte (entsprechend  $I_0, I_1, \dots, I_N$  im Schaltbild) c) lateraler Spannungsverlauf (entsprechend  $U_0, U_1, \dots, U_N$  im Schaltbild). Aufgrund der Symmetrie ist in allen drei Abbildungen jeweils nur der Bereich vom kontaktierten Laserstreifen bis zu einem Prismarand dargestellt.



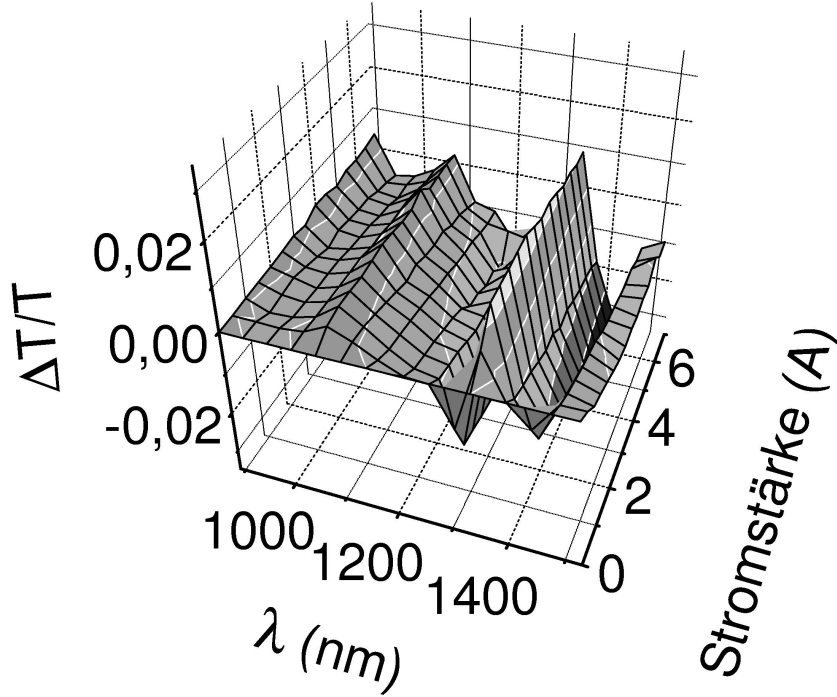


Abbildung 6.7: Darstellung der strominduzierten Transmissionsänderung in Abhängigkeit von der Stromstärke und Wellenlänge (Probe C1186).

Bei der Darstellung der differentiellen Transmission in Abhängigkeit von den beiden Parametern Wellenlänge und Stromstärke ist es von Interesse herauszufinden, welche Kombination, bestehend aus einem Spektrum und einer Stromabhängigkeit, das 2-dimensionale Messfeld dominiert. Zu diesem Zweck wurden die Messwerte  $\frac{\Delta T}{T}(\lambda, I)$  mittels der Singulärwertzerlegung (SVD: single value decomposition) in seine spektralen und stromabhängigen Hauptkomponenten zerlegt:

$$\frac{\Delta T}{T}(\lambda, I) = \sum_i \sigma_i \left( \frac{\Delta T}{T}(\lambda) \right)_i \cdot \left( \frac{\Delta T}{T}(I) \right)_i^t \quad (6.2)$$

Die Hauptkomponenten  $\left( \frac{\Delta T}{T}(\lambda) \right)_h$  und  $\left( \frac{\Delta T}{T}(I) \right)_h$  sind durch den größten Singulärwert  $\sigma_h$  gekennzeichnet. In Abb. 6.8.a wird die spektrale Abhängigkeit der Hauptkomponente dargestellt, welche im folgenden Abschnitt noch näher diskutiert werden wird. Interessant ist die aus der Singulärwertzerlegung gewonnene Abhängigkeit von der Stromstärke (Abb. 6.8.b), welche gut mit der U(I) Kennlinie des Lasers übereinstimmt. Aufgrund dieser Übereinstimmung kann davon ausgegangen werden, dass die differentielle Transmission im We-

sentlichen von der angelegten Spannung und nicht vom Stromfluss bestimmt wird. Der Vergleich mit k·p Berechnungen im anschließenden Abschnitt bestätigt diesen Zusammenhang.

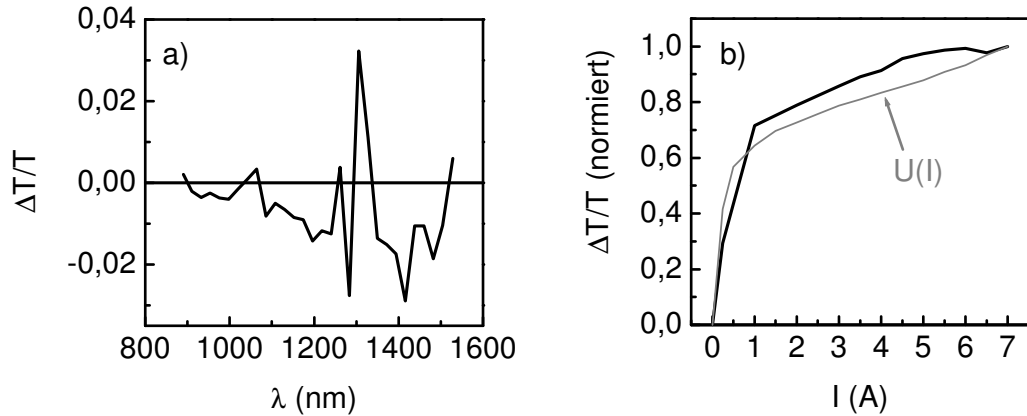


Abbildung 6.8: Hauptkomponente der Singulärwertzerlegung der Messdaten aus Abb. 6.7. a) Spektrale Abhängigkeit der differentiellen Transmission und b) Abhängigkeit von der Stromstärke (schwarze Linie) im Vergleich zur normierten  $U(I)$  Charakteristik des untersuchten QCLs (graue Linie).

### 6.3 Vergleich mit 8 Band $k \cdot p$ Berechnungen

In diesen Abschnitt werden die Auswirkungen der angelegten Spannung, sowie der Gitter- und Ladungsträgertemperatur auf die differentielle Transmission anhand von 8 Band k·p Berechnungen, die zunächst auf die Schichten der aktiven Zone beschränkt werden, diskutiert. Der anschließende Vergleich mit 8 Band k·p Berechnungen, welche die gesamte QCL Struktur berücksichtigen, wird die im ersten Teil diskutierten Zusammenhänge bestätigen. Sofern die berechneten Daten als differentielle Transmission dargestellt sind, wurde diese mittels einer Transfermatrixmethode, welche den Lichtweg durch das Probenprisma simuliert, aus den berechneten Absorptionsspektren gewonnen.

In Abb. 6.9 wird der Einfluss der angelegten Spannung und damit des elektrischen Feldes auf die Lage der Energieniveaus in der aktiven Schicht des QCLs dargestellt. Ausgehend von der Annahme, dass das elektrische Feld im Bereich der QCL Struktur konstant ist, sind die Bandkanten und die Betragsquadrate der Wellenfunktionen der niedrigsten drei Energieniveaus

im Leitungsband und der beiden niedrigsten Energieniveaus im Valenzband für die Fälle ohne E-Feld (links), mit einem E-Feld der Stärke 38 kV/cm (Mitte) und der Stärke 76 kV/cm (rechts) dargestellt. Bei einer Feldstärke von 76 kV/cm entspricht die Differenz vom dritten zum zweiten Energieniveau im Leitungsband dem Laserübergang bei  $\lambda \approx 5 \mu\text{m}$  und die Differenz der beiden unteren Energieniveaus im Leitungsband gerade einer LO-Phononenenergie (Phononenresonanz).

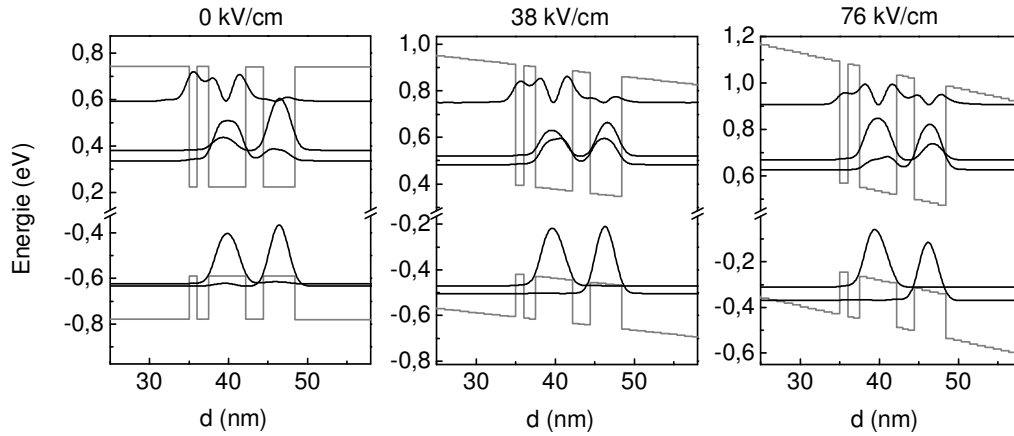


Abbildung 6.9: Bandkantenverlauf der aktiven Zone eines QCLs (Probe C1186) ohne (links) und mit einem elektrischen Feld der Stärke 38 kV/cm (Mitte) und 76 kV/cm (rechts). Aufgetragen sind ferner die Betragsquadrate der Wellenfunktionen der drei (zwei) energetisch niedrigsten Leitungsbandniveaus (Valenzbandniveaus).

Die Abhängigkeit der Interband-Übergangswellenlänge zwischen den jeweils energetisch niedrigsten (LB1-VB1, schwarze Linie) und zweitniedrigsten Niveaus (LB2-VB2, graue Linie) aus Leitungsband und Valenzband sind in Abb. 6.10 im linken Teil dargestellt. Während der energetisch niedrigste Übergang mit ansteigender E-Feldstärke rotverschiebt (quantenunterstützter Stark-Effekt), wird der Übergang vom zweiten Niveau des Valenzbandes zum zweiten Niveau des Leitungsbandes blauverschoben. Es ist davon auszugehen, dass die Verschiebung der Energieniveaus maßgeblich die spannungsinduzierte differentielle Transmission im Wellenlängenbereich der Interbandübergänge des QCLs beeinflusst. Die Blauverschiebung der Wellenlänge des Laserübergangs (LB3-LB2) mit steigender E-Feldstärke ist im rechten Teil der Abb. 6.10 dargestellt. Auch für Messungen der differentiellen Transmission im Wellenlängenbereich der Intersubbandübergänge dieser Struktur würde man einen starken Einfluss der spannungsabhängigen Verschiebung

der Energieniveaus erwarten.

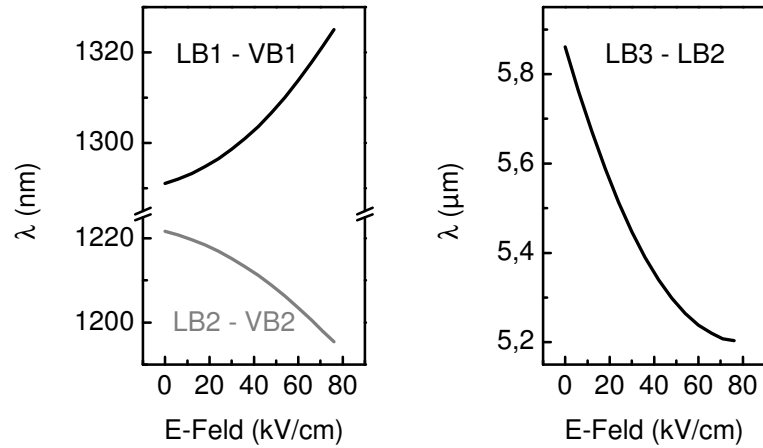


Abbildung 6.10: Abhängigkeit der Wellenlängen von Interbandübergängen (links) und eines Intersubbandüberganges (rechts) der aktiven Zone eines QCLs von der elektrischen Feldstärke.

Der Einfluss der Verschiebung der Energieniveaus auf die spannungsinduzierte differentielle Transmission ist in Abb. 6.11 dargestellt. Aufgetragen sind die berechneten differentiellen Transmissionsspektren für E-Feldstärken von 38 kV/cm (graue Linie) und 76 kV/cm (schwarze Linie) im Vergleich zur spektralen Hauptkomponenten der Singulärwertzerlegung der Messwerte (Symbole, vgl. Abb. 6.8). Die Berechnungen basieren ausschließlich auf der Abhängigkeit der Energieniveaus der aktiven Zone von der elektrischen Feldstärke und Parameter, wie die Gitter- oder Ladungsträgertemperatur wurden nicht berücksichtigt. Daher kann aufgrund der guten Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Kurven gefolgert werden, dass das größte gemessene Signal der differentiellen Transmission bei  $\lambda \approx 1300$  nm durch die E-Feld abhängige Verschiebung der energetisch niedrigen Energieniveaus im Valenz- und Leitungsband der aktiven Zone verursacht wird.

Bedingt durch die Geometrie der prismaförmigen Probe, korreliert das Spektrum der differentiellen Transmission nicht direkt mit dem Absorptionsspektrum der QCL Struktur. Dem wird bei den in diesem Kapitel dargestellten berechneten Transmissionsspektren genüge getan, indem aus den berechneten Absorptionsspektren mittels einer Transfermatrixmethode die dem Experiment entsprechende Messgröße bestimmt wird. Dieser Schritt erfordert jedoch die Kenntnis der genauen Dicken und der Brechungsindizes der Schichten der QCL Struktur. Die Schichtdicken sind aufgrund der Herstellung mittels Molekularstrahlepitaxie sehr genau bekannt. Kritisch ist die

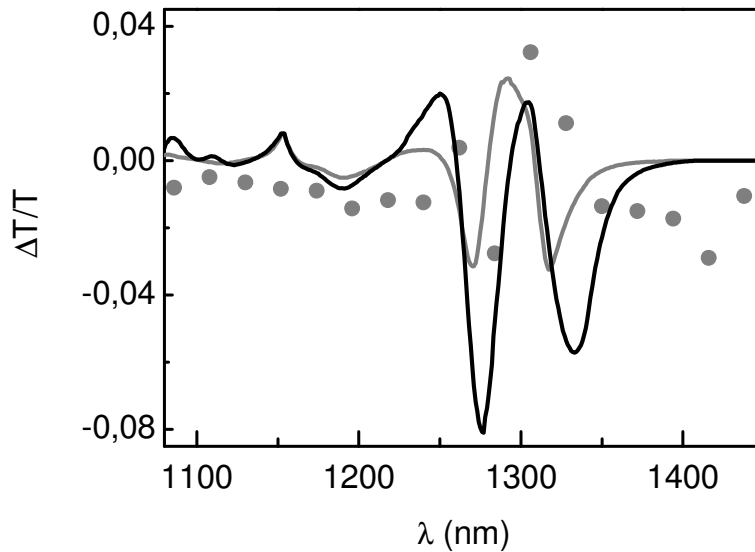


Abbildung 6.11: Vergleich der spektralen SVD Hauptkomponente der gemessenen strominduzierten differentiellen Transmission (graue Symbole) mit Berechnungen der differentiellen Transmission der aktiven Zonen aufgrund eines E-Feldes der Stärke 38 kV/cm (graue Linie) und 76 kV/cm (schwarze Linie) bei  $T = 20K$ .

Bestimmung des gemittelten Brechungsindex  $n(\lambda)$  der aktiven Zonen und Injektoren der QCL Struktur. Abb. 6.12 verdeutlicht diesen Sachverhalt. Dargestellt sind zwei berechnete differentielle Transmissionsspektren für eine E-Feldstärke von 76 kV/cm, die sich nur durch den bei der Transfermatrixmethode verwendeten gemittelten Brechungsindex der QCL Struktur unterscheiden. Die schwarze Kurve wurde mit einem Brechungsindex  $n(\lambda)$  berechnet. Dagegen wurde der Brechungsindex bei der Berechnung der grauen Kurve auf  $n(\lambda)-0,05$  reduziert. Der hieraus resultierende Unterschied in der Form der beiden Kurven verdeutlicht, wie sehr die Messkurven von der Prismengeometrie bestimmt sind.

Ein Effekt, der bei der Interpretation von spannungsinduzierten differentiellen Transmissionsspektren berücksichtigt werden muss, ist die Erwärmung der QCL Struktur aufgrund der hohen Stromdichten (Abb. 6.6.b). Der Laser wird mit Strompulsen der Dauer von 150 ns betrieben und die Zeitdauer von Puls zu Puls beträgt 2 ms (Abb. 4.8 rechts). Hieraus ergibt sich eine mittlere Heizleistung (7 mW), die wesentlich niedriger als die Kühlleistung des verwendeten Kryostaten (ca. 1 W) ist. Die Probe erwärmt sich daher nicht dauerhaft und es ist ausreichend, den zeitlichen Temperaturverlauf während

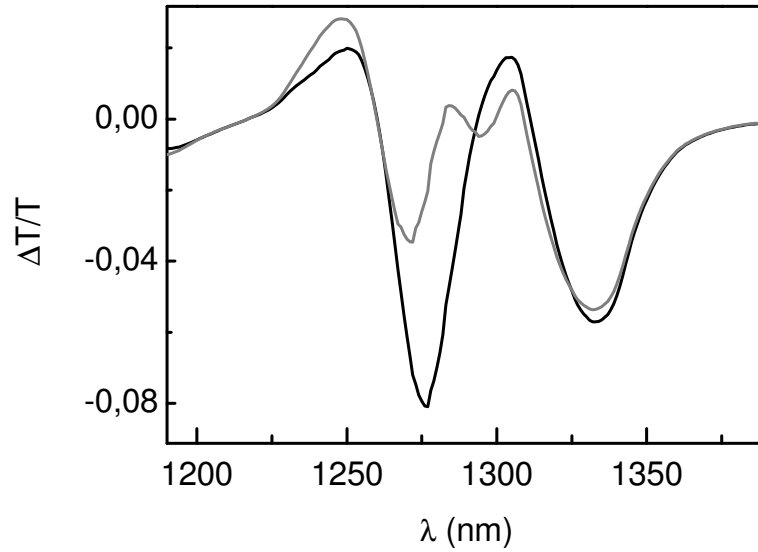


Abbildung 6.12: Mit unterschiedlichen Brechungsindizes der Quantenkaskadenstruktur (schwarz:  $n(\lambda)$ , grau:  $n(\lambda) - 0.05$ ) berechnete Spektren der differentiellen Transmission der aktiven Zonen. ( $E = 76 \text{ kV/cm}$ ,  $T = 20\text{K}$ ).

eines Strompulses zu betrachten. Dieser wird durch die Wärmefluss Gleichung beschrieben:

$$\begin{aligned} \rho C(\mathbf{r}, T) \frac{\partial T}{\partial t} &= -\nabla \cdot \mathbf{J}_W + \mathbf{P}_W \\ \mathbf{J}_W &= -\kappa(\mathbf{r}, T) \nabla T \end{aligned} \quad (6.3)$$

- $\rho$  : Materialdichte
- $C(\mathbf{r}, T)$  : spezifische Wärme
- $\mathbf{J}_W$  : Wärmeflussdichte
- $\mathbf{P}_W$  : Heizleistungsdichte
- $\kappa(\mathbf{r}, T)$  : thermische Leitfähigkeit

Um eine Obergrenze der Erwärmung während eines Strompulses zu bestimmen, wurde davon ausgegangen, dass die gesamte elektrische Leistung dazu führt, die Temperatur der Quantenkaskadenstruktur zu erwärmen. Weiterhin wurde das zweidimensionale Problem auf eine Dimension reduziert, d.h. dass die laterale Wärmeabführung nicht berücksichtigt wurde und die so erhaltenen Werte für die Erwärmung der Laserstruktur als obere Grenzen anzusehen sind. Der Wärmefluss wurde nach der Methode der finiten Elemente ermit-

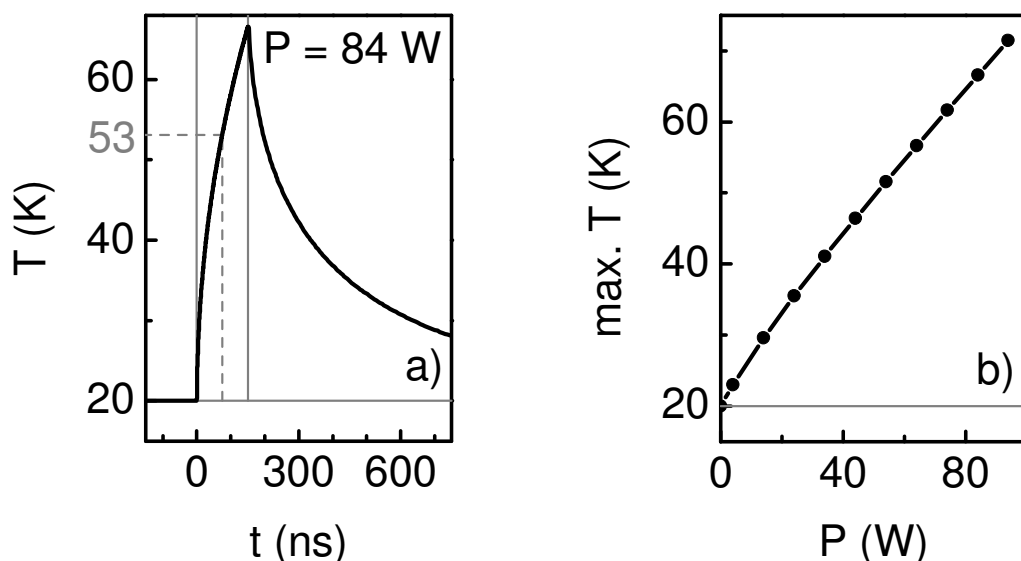


Abbildung 6.13: a) Berechneter Temperaturverlauf einer Quantenkaskadenstruktur auf einer Wärmesenke der Temperatur  $T = 20\text{K}$  unter dem Einfluss eines  $150 \text{ ns}$  langen Strompulses, der eine Heizleistung von  $84 \text{ W}$  erzeugt. Die grauen vertikalen Linien kennzeichnen die Dauer des Strompulses. Die gestrichelten grauen Linien markieren den Zeitpunkt der optischen Pulse und die entsprechende Temperatur der Quantenkaskadenstruktur (vgl. Abb. 4.8 rechts). b) Berechnete Abhängigkeit der maximalen Temperatur einer Quantenkaskadenstruktur von der Heizleistung bei einer Strompulsdauer von  $150 \text{ ns}$ .

telt<sup>116,259</sup>. Abb. 6.13.a zeigt den Temperaturanstieg der Laserstruktur während eines Strompulses (markiert durch die beiden grauen vertikalen Linien) und das Abkühlen unmittelbar danach. Die gestrichelten Linien beziehen sich auf die optischen Femtosekundenpulse und markieren Zeitpunkt und die für die Messung der differentiellen Transmission relevante Temperatur des QCLs. Aus der Auftragung der maximalen Temperatur gegenüber der elektrischen Leistung in Abb. 6.13.b kann ein nahezu linearer Zusammenhang abgeleitet werden. Aus diesen Berechnungen kann gefolgert werden, dass bei einer Wärmesenkentemperatur von  $20\text{K}$  die Temperatur der QCL Struktur zum Zeitpunkt der Transmissionsmessung einen Wert von ca.  $55 \text{ K}$  nicht übersteigt.

Diese abgeschätzte maximale Erwärmung wird durch den Vergleich von berechneten differentiellen Transmissionsspektren für unterschiedlich starke Erwärmung während der Dauer der Strompulse bei gleicher Wärmesenken-

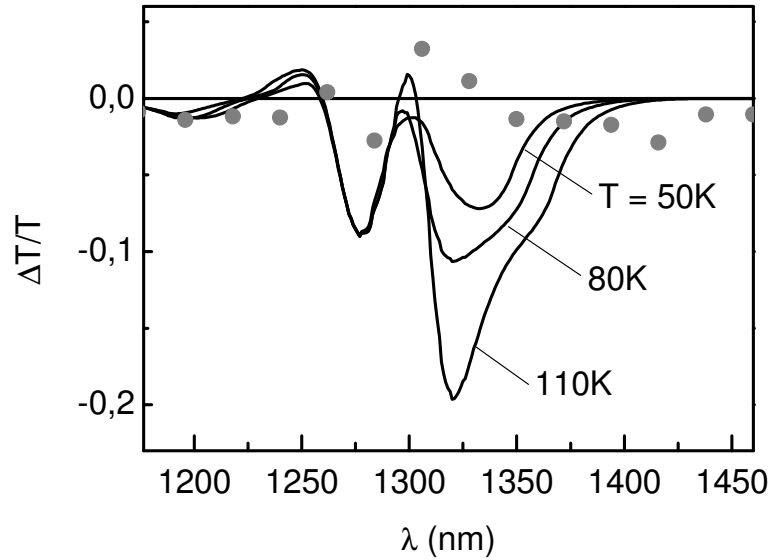


Abbildung 6.14: Vergleich von berechneten Spektren der differentiellen Transmission der aktiven Zonen eines QCLs unter Berücksichtigung von unterschiedlich starker strominduzierter Erwärmung bei einer Wärmesenktemperatur von 20 K und einem E-Feld von 76 kV/cm. Die grauen Symbole kennzeichnen die spektrale SVD Hauptkomponente der gemessenen strominduzierten differentiellen Transmission.

temperatur bestätigt. Die in Abb. 6.14 dargestellten berechneten differentiellen Transmissionsspektren sind im folgenden Sinne zu verstehen:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{T(U, T_{\text{Gitter}} = T_{\text{Ladungstr.}}) - T(0V, 20K)}{T(0V, 20K)} \quad (6.4)$$

Um einen Vergleich zu den Messwerten zu ermöglichen, ist ebenfalls das SVD Spektrum der Messwerte aufgetragen (Symbole). Wiederum werden die größten Effekte bei den niederenergetischen Interbandübergängen erwartet. Diese werden aber im Experiment nicht beobachtet. Dadurch bestätigt sich die oben dargestellte Abschätzung, dass im durchgeführten Experiment die Temperatur der QCL Struktur unterhalb von 50 K liegt. Dagegen würde man starke Temperatureffekte erwarten, wenn wesentlich längere Strompulse als die verwendeten 150 ns Pulse zum Einsatz kämen.

Die Berechnung der Transmissionskurven in Abb. 6.14 basieren auf einer Temperatur der Ladungsträgerverteilungen die gleich der Gittertemperatur ist. Es ist jedoch davon auszugehen, dass die Temperatur der Ladungsträger die Gittertemperatur deutlich übersteigt (vgl. Abschnitt 2.2). Um die Aus-



wirkung einer hohen Ladungsträgertemperatur auf die differentielle Transmission zu überprüfen, wurde die Kurve für  $T_{Gitter} = 50K$  aus Abb. 6.14 mit einer erhöhten Ladungsträgertemperatur berechnet. Die differentielle Transmission ergibt sich folglich zu:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{T(U, 50K, T_{Ladungstr.}) - T(0V, 20K, 20K)}{T(0V, 20K, 20K)} \quad (6.5)$$

Eine entsprechend berechnetes Transmissionsspektrum ist in Abb. 6.15 für eine Ladungsträgertemperatur von 600K (grau gestrichelte Linie) im Vergleich zum Transmissionsspektrum basierend auf einer Ladungsträgertemperatur, die gleich der Gittertemperatur ist (schwarze durchgezogene Linie), dargestellt. Die beiden Kurven sind nahezu deckungsgleich und Abweichungen sind nur im Differenzspektrum (gepunktete Linie, rechte Skala) erkennbar. Es ist davon auszugehen, dass die relativ geringen Ladungsträgerdichten des Quantenkaskadenlasers dazu beitragen, dass die Auswirkung unterschiedliche Ladungsträgertemperaturen auf die differentielle Transmission wesentlich geringer ist, als der Effekt der durch die angelegte Spannung verursacht wird.

Die bisher dargestellten Berechnungen sind auf die Absorption in der aktiven Zone des QCLs begrenzt. Im folgenden werden die Ergebnisse von 8 Band  $k \cdot p$  Berechnungen zusammengefasst, welche die gesamte QCL Struktur berücksichtigen und von Prof. Dr. K. Reimann am Max-Born-Institut, Berlin durchgeführt wurden. In Abb. 6.16 werden berechnete differentielle Transmissionsspektren dargestellt, die sich auf die folgenden Inputparameter beziehen:

- a) Die differentielle Transmission ergibt sich aufgrund einer geringen Erhöhung der E-Feldstärke von 111 kV/cm auf 112 kV/cm (graue durchgezogene Linie).
- b) Die differentielle Transmission geht aus der Differenz von Absorptionsspektren hervor, welche zum einen mit der vorgegebenen Dichte von Elektronen und zum anderen ganz ohne Elektronen gerechnet wurden (schwarze durchgezogene Linie).
- c) Die differentielle Transmission basiert auf unterschiedlichen Temperaturen der Ladungsträgerverteilungen von 4 und 300K. (schwarze gestrichelte Kurve).

Um die Größenordnungen der eingehenden Effekte vergleichen zu können, wurden die Transmissionsspektren in einer halblogarithmischen Darstellung aufgetragen. Dadurch ist gut ersichtlich, dass die Auswirkung der E-Feldes, welches zu einer Verschiebung der quantisierten Energieniveaus im QCL führt, um mindestens eine Größenordnung stärker ist, als Effekte, die sich aufgrund unterschiedlicher Elektronenverteilungen ergeben. Im Einklang mit den Ergebnissen, die sich auf die aktive Zone des QCLs beschränkten, können

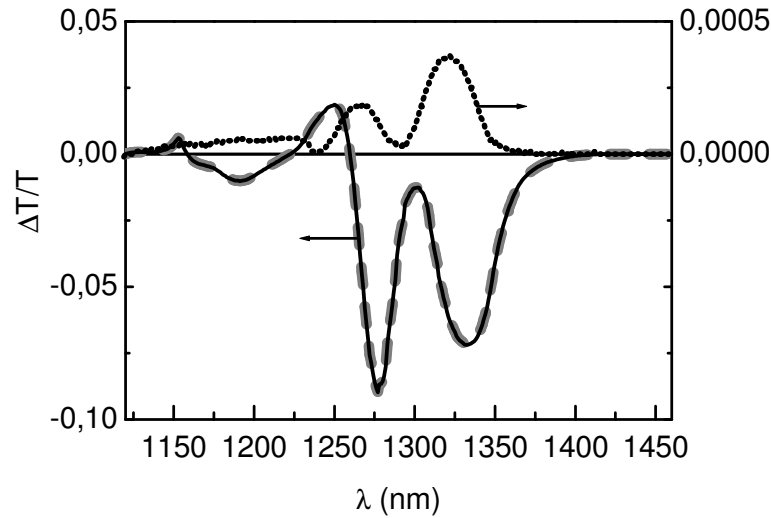


Abbildung 6.15: *Berechnete Spektren der differentiellen Transmission der aktiven Zonen eines QCLs bei einer Wärmesenktemperatur von 20 K und einer Erwärmung der Quantenkaskadenstruktur auf 50 K bei einem E-Feld von 76 kV/cm. Der schwarzen durchgezogenen Kurve wurde eine Temperatur der Elektronenverteilung zugrunde gelegt, die der Gittertemperatur des QCLs entspricht. Bei der grau gestrichelten Linie wurde bei Stromfluss von einer Elektronentemperatur von 600K ausgegangen. Die gepunktete schwarze Linie gibt die Differenz der beiden Kurven wieder.*

die in die Messung eingehenden Effekte nach abnehmendem Einfluss auf die spannungsinduzierte differentielle Transmission wie folgt geordnet werden:

- Änderung der Stärke des elektrischen Feldes
- Änderung der Gittertemperatur  
(Aufgrund der kurzen Strompulse wurde dies im Experiment nicht beobachtet.)
- Änderung der Ladungsträgerverteilungen

## 6.4 Diskussion

Wie in den vorangegangenen Abschnitten gezeigt wurde, wurde die Transmissionsmessung an Quantenkaskadenlasern im laufenden Betrieb erfolgreich realisiert. Die experimentell ermittelten Transmissionspektren konnten

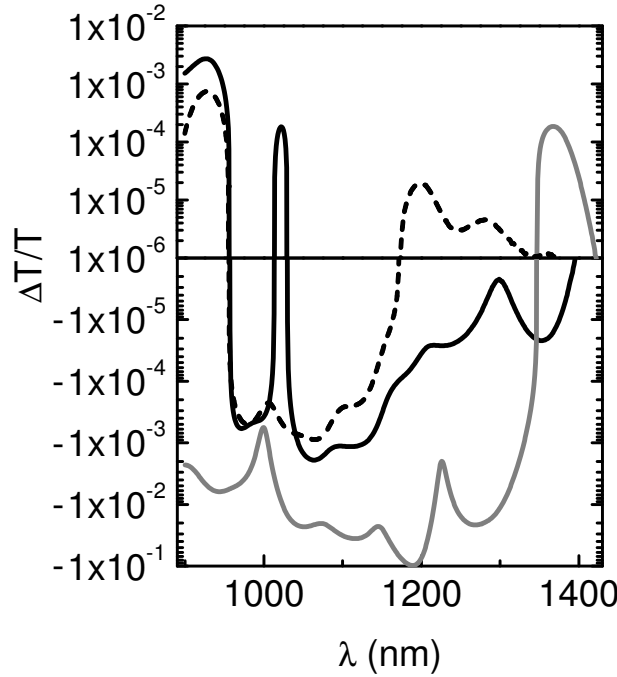


Abbildung 6.16: Berechnete Spektren der differentiellen Transmission einer kompletten QCL Struktur. Die graue Kurve gibt die differentielle Transmissionsänderung aufgrund einer Erhöhung des E-Feldes von 111 kV/cm auf 112 kV/cm wieder. Die schwarze durchgezogene Kurve basiert auf dem Vergleich der Absorption des QCLs mit und ohne Elektronen ( $E = 112$  kV/cm). Die schwarze gestrichelte Linie entspricht einer Transmissionsänderung aufgrund Elektronenverteilungen unterschiedlicher Temperatur von  $T_e = 300$  K und  $T_e = 4$  K. (Aufgrund der logarithmischen Skala ist der Bereich  $-10^{-6} < \Delta T/T < 10^{-6}$  ausgespart.).

durch den Vergleich mit 8 Band k·p Näherungsrechnungen erklärt werden. Bei den untersuchten Quantenkaskadenlasern handelte es sich um Standardproben, deren einzige Modifikation darin bestand, dass das Substrat die ursprüngliche Dicke von  $350 \mu\text{m}$  beibehielt und somit die Möglichkeit bestand, die Proben für die Transmissionsmessung in Prismengeometrie zu benutzen. Gut geeignet für diese Art von Transmissionsmessung sind Quantenkaskadenlaser, die die folgenden Eigenschaften besitzen:

- Alle Halbleiterschichten, bis auf die der Quantenkaskadenstruktur, sollten im relevanten Wellenlängenbereich transparent sein, um mit einer geringen optischen Anregungsintensität ein ausreichendes Signal der differentiellen Transmission detektieren zu können.

- Eine genaue Justierung des Laserstrahls wird durch eine laterale Stromeingrenzung begünstigt und kann durch tiefes Ätzen der Bereiche außerhalb des Laserstreifens realisiert sein. Zur besseren Wärmeabführung können die geätzten Bereiche auch durch ein elektrisch nicht leitendes Halbleitermaterial aufgefüllt sein (vergrabenen Quantenkaskadenlaser<sup>260</sup>). Außerdem eignen sich weiterhin QCLs, deren lateraler Stromfluss durch Protonenimplantation begrenzt wurde<sup>258</sup>.
- Die Streifenbreite sollte möglichst groß ausgelegt sein, um eine Fokussierung auf den Bereich des Lasers zu ermöglichen.
- Um die Auswirkung der Temperatur von Ladungsträgerverteilungen zu maximieren, sollte die Dotierung der QCL Struktur möglichst hoch sein. Diese wird jedoch in der Regel möglichst klein gewählt, um einen niedrigen Schwellstrom zu erreichen<sup>261</sup>.

Der verwendete Aufbau ermöglicht neben Interband Transmissionsmessungen auch Intersubband Transmissionsmessungen. Sofern nur erstere Messungen von Interesse sind, ist eine Messung in Prismengeometrie nicht erforderlich, sondern der Laserstrahl könnte die Quantenkaskadenprobe auch senkrecht durchstrahlen. Auf diese Weise könnte auf die komplexe Auswertung der Transmissionsspektren mittels Transfermatrixmethode verzichtet werden. Notwendig wäre hierfür eine Laserstruktur, welche entweder eine Aussparung im Kontaktstreifen aufweist oder aber über transparente Kontakte (z.B. SnO, ITO: Indium Tin Oxide) verfügt.

Der vorgestellte Aufbau bietet weiterhin die Möglichkeit, die differentielle Transmission auch zeitaufgelöst zu messen<sup>209</sup>. Für die Messung der statischen differentiellen Transmission könnten die Femtosekunden Lichtpulse durch eine Dauerstrich Weißlichtquelle ersetzt werden und somit die spektrale Auflösung erhöht werden.

Eine mögliche interessante Modifikation des vorgestellten Experimentes liegt in der Analyse der vom QCL emittierten Laserstrahlung und deren Beeinflussung durch optische Anregung von Elektronen aus dem Valenzband in das untere Laserniveau des Leitungsbandes und der damit verbundenen Störung der Inversion der Ladungsträgerdichten.

Wie in den vorangegangenen Abschnitten gezeigt wurde, ist es nicht möglich, bei den untersuchten Quantenkaskadenlasern von den gemessenen differentiellen Transmissionsspektren auf die Ladungsträgerverteilungen zu schließen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass Effekte aufgrund von Änderungen in der Ladungsträgerverteilung von wesentlich stärkeren Effekten aufgrund der Änderung des elektrischen Feldes überlagert werden. Um diesem Umstand

Rechnung zu tragen, müssten vergleichende Messungen an zwei fast identischen Quantenkaskadenlasern durchgeführt werden, wobei in einer Probe die obere Kontaktschicht nicht dotiert sein sollte. Auf diese Weise kann an Proben die gleiche Spannung angelegt werden, wodurch sich jedoch in den beiden Proben ein stark unterschiedlicher Stromfluss ergibt. Um speziell die Unterschiede in der Ladungsträgerverteilung zu untersuchen, die mit dem Einsetzen der QCL Laseremission verbunden sind, könnte eine QCL Struktur mit entspiegelten Facetten und einem variablen externen Resonator eingesetzt werden<sup>97</sup>.

# Kapitel 7

## Kurzwellige Intersubbandabsorption in AlAsSb-GaInAs Quantenfilmstrukturen

Intersubband Übergänge bilden nicht nur die Grundlage der Quantenkaskadenlaser, sondern sie bieten sich wegen der ultraschnellen Relaxation von angeregten Ladungsträger von einem höheren Subband in den Grundzustand für die Implementierung in Form von sättigbaren Absorbern in hochratigen optischen Schaltern oder Modulatoren an. Bezüglich der Anwendung für die fasergestützte Telekommunikation gibt es jedoch nur wenige Materialsysteme, die sich durch eine ausreichend hohe Banddiskontinuität auszeichnen, um einen genügend großen Subbandabstand ( $1,55 \mu\text{m} \equiv 0,8 \text{ eV}$ ) zu ermöglichen (s. Abschnitt 2.3). AlAsSb/ GaInAs Quantenfilme können gitterangepasst auf InP Substraten epitaktisch abgeschieden werden und es kann auf die etablierte InP Technologie für die weitergehende Prozessierung zurückgegriffen werden.

Abb. 7.1 gibt einen Überblick über die Materialien, die gitterangepasst auf InP epitaktisch hergestellt werden können (verdeutlicht anhand der vertikalen Linie). Die gebräuchlichsten Kombinationen sind hierbei die Verwendung von AlInAs oder InP als Barrieren und GaInAs als Quantenfilmmaterial. Diese finden in einer Vielzahl von photonischen Bauelementen Verwendung. Die Abbildung zeigt weiterhin, dass sich bei Verwendung von AlAsSb als Barrierenmaterial in Verbindung mit GaInAs oder GaAsSb als Quantenfilmmaterial die Bandlückendifferenz gegenüber den o.g. Standardmaterialien ungefähr verdoppeln lässt.

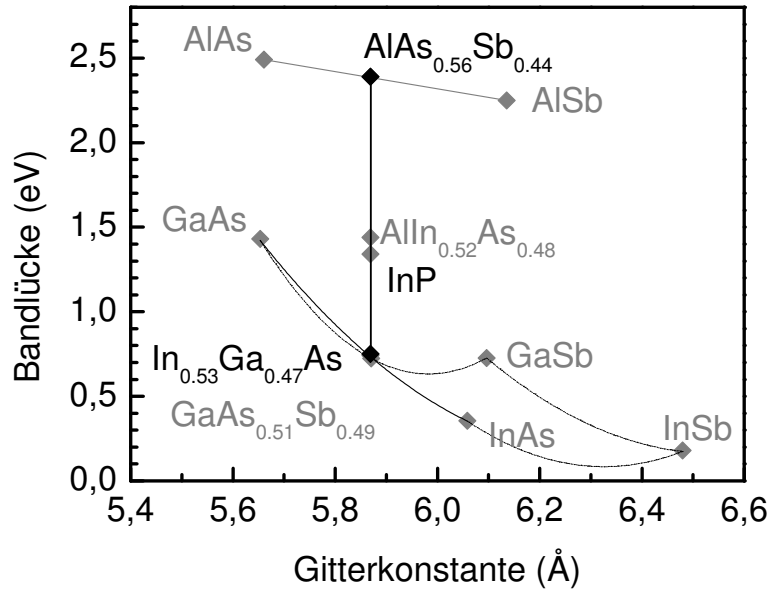


Abbildung 7.1: Bandlückendiagramm des AlAsSb-GaInAs Materialsystems bei Raumtemperatur nach Vurgaftman<sup>15</sup>. Die vertikale Linie symbolisiert die Gitteranpassung an InP.

Um einen möglichst großen energetischen Abstand von Leitungssubbändern realisieren zu können, sollte sich diese Bandlückendifferenz vor allem in einer hohen Leitungsbanddiskontinuität niederschlagen. Diesen Zusammenhang verdeutlicht Abb. 7.2. Vier mögliche Kombinationen von an InP gitterangepassten Materialien mit von links nach rechts ansteigender Leitungsbanddiskontinuität sind im Energie-Distanz (in Wachstumsrichtung) Plot dargestellt. Die absolute Energieskala bezieht sich auf die Valenzbandkante von InSb<sup>15</sup>. Beispielhaft wurden jeweils die Energieniveaus und die Betragsquadrate der Wellenfunktionen für einen 13 ML dicken GaInAs bzw. GaAsSb Quantenfilm mit der 8-Band  $k \cdot p$  Methode berechnet. Offensichtlich sind InP und AlInAs als Barrierenmaterialien ungeeignet, um kurzwellige Intersubbandübergänge zu realisieren. Die größte Leitungsbanddiskontinuität von ca. 1.6 eV<sup>179</sup> ist im AlAsSb/GaInAs System vorhanden. Bei Verwendung von GaAsSb anstelle von GaInAs fällt das Verhältnis von Leitungs- zu Valenzbanddiskontinuität deutlich ungünstiger aus<sup>262</sup>. Dies hat zur Folge, dass sich maximal ein Leitungssubbandabstand von etwa 0,75 eV erreichen lässt und damit die für die faserbasierte Telekommunikation entscheidende Wellenlänge von 1,55  $\mu\text{m}$  nicht erreicht werden kann. Diese Zusammenhänge sind die Motivation, das Materialsystem AlAsSb/GaInAs für die Realisierung und

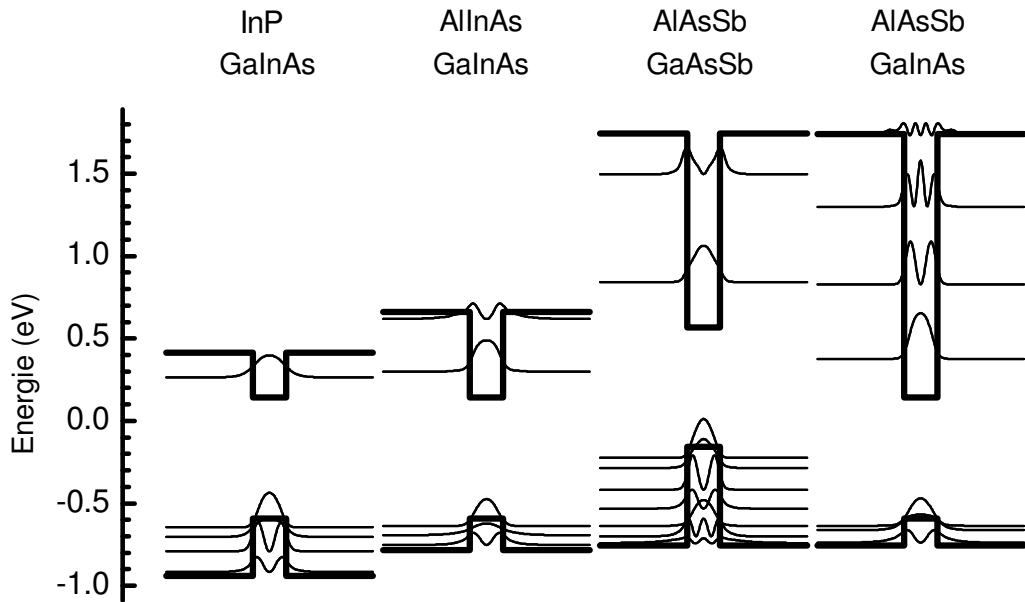


Abbildung 7.2: Vergleich der Bandkantenverläufe von verschiedenen an InP gitterangepassten Quantenfilmsystemen. Die Wellenfunktionen und Energieniveaus beziehen sich jeweils auf einen 13 ML dicken Quantenfilm.

Untersuchung von kurzwelligen Intersubbandübergängen auszuwählen. Aufgrund der zu erwartenden Interdiffusionsmechanismen im AlAsSb-GaInAs Materialsystem wegen des Wechsels der Gruppe III und V Komponenten und wegen des starken Einflusses von Grenzflächenrauigkeiten auf die energetische Lage von Subbandniveaus in dünnen Quantenfilmen, war der Schwerpunkt das Studium der Qualität der Grenzflächen.

Die Messungen der Intersubbandabsorption an prismaförmig polierten Vielfachquantenfilmstrukturen erfolgte am Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung des Forschungszentrums Rossendorf in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Manfred Helm. Des weiteren wurden in der gleichen Arbeitsgruppe der Einfluss der Dotierung auf den Potentialverlauf von Quantenfilmstrukturen und mittels zeitaufgelösten Messungen die Dynamik der Intersubbandrelaxation untersucht<sup>263–266</sup>.

## 7.1 Strukturelle Eigenschaften

Während bei der Epitaxie von GaInAs in weiten Bereichen der Wachstumstemperatur und des V/III Flussverhältnisses die Zusammensetzung und



Wachstumsrate durch die Gruppe III Flüsse direkt eingestellt werden können, verhält es sich bei AlAsSb aufgrund der beiden Gruppe V Komponenten, die in der Regel wegen ihres Adsorptions- / Desorptionsverhaltens im Überschuss angeboten werden müssen, weitaus schwieriger. Es zeigt sich, dass die Zusammensetzung von AlAsSb und dessen Homogenität sensibel von der Wachstumstemperatur und vom eingestellten V/III Flussverhältnis abhängen. Im folgenden wird anhand von XRD Spektren die erreichte strukturelle Qualität von AlAsSb/GaInAs Heterostrukturen dargestellt. Als MBE Wachstumsparameter wurden hierbei verwendet:

- Wachstumstemperatur  $T_g = 480^\circ\text{C}$   
(kontrolliert durch emissions-korrigierte Pyrometrie)
- BEP-V / BEP-III Flussverhältnis für AlAsSb  $\approx 10$ ;  $r = 1 \mu\text{m/h}$
- BEP-V / BEP-III Flussverhältnis für GaInAs  $\approx 4$ ;  $r = 0,5 \mu\text{m/h}$
- Verwendung von dimeren Gruppe V Molekularstrahlen
- Oxiddesorption vor Epitaxiestart und Stabilisierung während Wachstumsunterbrechungen mit  $\text{As}_2$  (ohne  $\text{Sb}_2$ )
- Wachstum der obersten Schicht bei erhöhter Temperatur und erhöhtem  $\text{As}_2$  Fluss (in-situ Ausheilen)

Die erreichte gute Kontrolle der Zusammensetzung von AlAsSb wird in Abb. 7.3 beispielhaft anhand eines Röntgenspektrums dargestellt. In der Abbildung werden jeweils eine AlAsSb Volumenschicht und eine GaInAs Volumenschicht gleicher Dicke ( $1 \mu\text{m}$ ) und Fehlanpassung (650 ppm) verglichen. Die Halbwertsbreite des Reflexes von GaInAs ergibt sich zu 21 Sekunden. Demgegenüber stehen 38 Sekunden bzgl. der AlAsSb Schicht. Dieses Verhältnis und auch die Form des AlAsSb Reflexes, welcher eine leichte Schulter aufweist, lassen sich auf die sensible Abhängigkeit der Zusammensetzung von AlAsSb auf die Wachstumstemperatur zurückführen. Die sich aus dem Röntgenreflex (Schulter eingeschlossen) ergebende Temperaturschwankung beträgt etwa  $\pm 0,5^\circ\text{C}$  und kann auch durch die Temperaturkontrolle mittels emissionskorrigierte Pyrometrie anlagenbedingt nicht weiter minimiert werden.

Abb. 7.4 zeigt das XRD Spektrum (schwarz) einer 50-fachen AlAsSb (29nm)/ AlAs (2ML)/ GaInAs (6ML) Quantenfilmstruktur und das hierzu simulierte Spektrum (grau). Die AlAs Grenzflächenschichten verursachen eine hohe Zugverspannung, die durch einen etwas erhöhten AlSb Gehalt (46,5 %

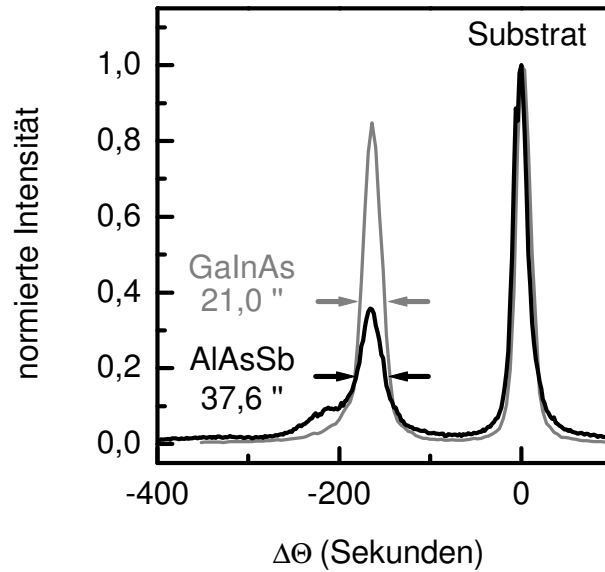


Abbildung 7.3: XRD Spektrum einer  $\text{AlAs}_{0,55}\text{Sb}_{0,45}$  Volumenschicht (schwarz) im Vergleich zum Spektrum einer  $\text{Ga}_{0,46}\text{In}_{0,54}\text{As}$  Volumenschicht (grau) gleicher Dicke und Fehlanpassung.

AlSb gegenüber 43,8 % im gitterangepassten Fall) der dicken AlAsSb Barriere kompensiert wird. Diese Verspannung schlägt sich in der hohen Intensität der Überstrukturreflexe von Messung und Simulation nieder. Die Simulation ergibt eine Periodendicke, die weniger als 3 % von der nominellen Periodendicke abweicht und ist auf unzureichende Kompensation der Flusstransienten, die unmittelbar nach Öffnen der Effusionszellen auftreten, zurückzuführen. Diese Beobachtungen belegen die sehr gute Kontrolle der Wachstumsraten und der Zusammensetzungen von AlAsSb/GaInAs MQW Strukturen. Durch Vergleich mit Simulationsrechnungen kann ausgeschlossen werden, dass *lateral* *homogene* Diffusions- oder Segregationsprozesse (Abschnitt 7.3.2) zur Verbreiterung der Überstrukturreflexen beitragen.

Abb. 7.5 zeigt hierzu XRD Spektren dreier 30-fachen DQWs (schwarze Linien), die sich durch den Einbau von AlAs Grenzflächenschichten unterscheiden (Tab. C.10). Eine starke Verbreiterung der Überstrukturreflexe wird für Proben beobachtet, welche AlAs Monolagenschichten an den Grenzfläche aufweisen. Weder die Simulation in Abb. 7.4, die auf abrupten Grenzflächen basiert, noch die Simulationen in Abb. 7.5 (graue Linien), die sowohl die Segregation von In, als auch die Diffusion von Sb (beide Prozesse mit dem charakteristischen Parameter  $R = 0,69$  gerechnet; Erläuterung in Abschnitt 7.3.2) berücksichtigen, geben die Verbreiterung der Überstrukturre-

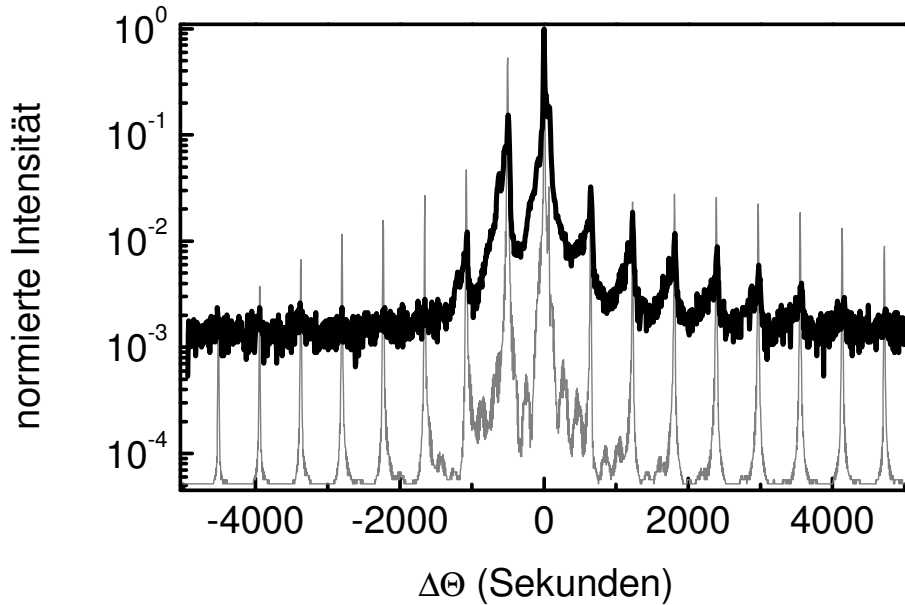


Abbildung 7.4: XRD Spektrum (schwarz) einer 50-fachen AlAsSb (29 nm) /AlAs (0,59 nm) /GaInAs (1,76 nm) MQW Probe mit entsprechender Simulation (grau).

flexe wieder. Die Ursache der beobachteten Aufweitung kann daher nur in einer unvollkommenen Periodizität der Strukturen und in lateralen Inhomogenitäten liegen. Da aber in-situ Reflektionsmessungen während der Epitaxie dieser Vielfachquantenfilm Strukturen eine konstante Wachstumsrate ergaben, ist davon auszugehen, dass laterale Inhomogenitäten der Schichtdicken (Grenzflächenrauigkeit) oder der Zusammensetzung die Verbreiterung von Überstrukturreflexen bedingen. Diese lateralen Schwankungen der Zusammensetzung von AlAsSb/GaInAs Heterostrukturen haben ihren Ursprung in lateral inhomogener Segregation von In und Diffusion von Sb (Abschnitt 7.3.2).

## 7.2 Interbandemission und -absorption

Die Messung der Photolumineszenz von AlAsSb/GaInAs Heterostrukturen wurde sowohl bei Raumtemperatur als auch bei tiefen Temperaturen ( $> 8\text{K}$ ) durchgeführt. Die Messung der Absorption erfolgte ausschließlich bei Raumtemperatur. Ein wichtiger Aspekt war hierbei, die Qualität der Grenzflächen zu beurteilen und zu bestimmen, welche Wachstumsparameter welchen Ein-

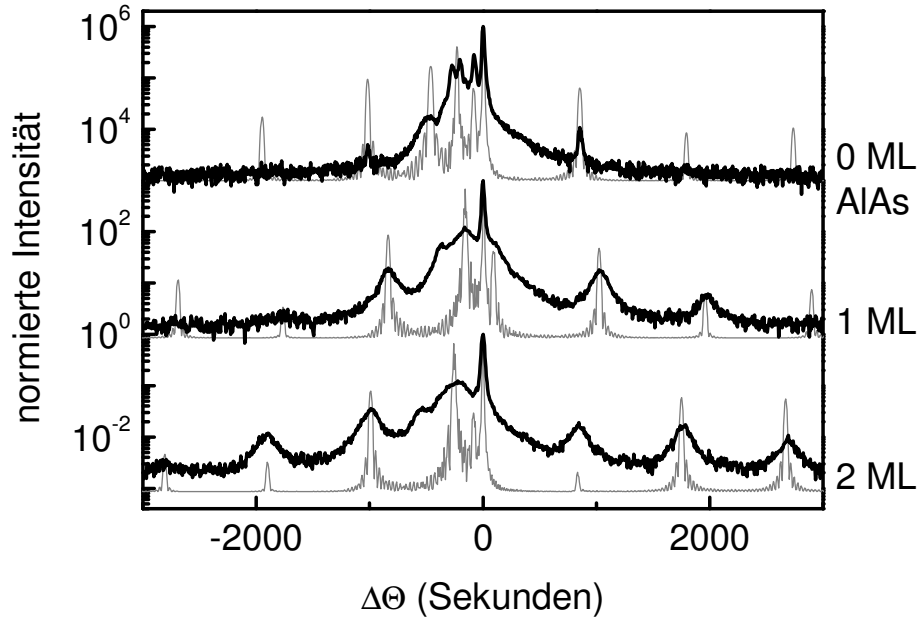


Abbildung 7.5: XRD Spektren (schwarz) und Simulationen, die Sb Diffusion ( $R = 0,69$ ) und In Segregation ( $R = 0,69$ ) berücksichtigen (grau), dreier 30-fachen DQW Proben. Die Probenparameter sind in Tab. C.10 zusammengefasst.

fluss auf die Grenzflächenqualität haben.

Die Wellenlänge der maximalen Intensität ( $\lambda_{max}$ ) der gemessenen Spektren stimmt gut mit den zu erwartenden Werten überein, sofern die Segregation von In und Diffusion von Sb, wie sie in Abschnitt 7.3.2 noch näher behandelt werden, berücksichtigt werden. Hierzu sind in Abb. 7.6 die Messwerte zweier Probenserien von Vielfachquantenfilmstrukturen und entsprechende berechnete Energiedifferenzen vom ersten quantisierten Zustand im Leitungsband zum ersten quantisierten Zustand im Valenzband in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke ( $L_Z$ ) aufgetragen. Eine Probenserie wurde mit nominell gitterangepassten AlAsSb und GaInAs abgeschieden und wird in der Abbildung durch graue Symbole und Linien repräsentiert. Eine zweite Probenserie (schwarze Symbole und Linien) wurde mit jeweils zwei Monolagen AlAs an jeder Grenzfläche abgeschieden, wobei die durch diese AlAs Zwischenschichten eingebrachte Verspannung durch einen höheren InAs Gehalt im GaInAs kompensiert wurde. Dies führt zu einem geringeren Interbandabstand und folglich zu größeren Übergangswellenlängen. Die großen Symbole stellen die Messwerte dar. Die durchgezogenen Linien mit kleinen Symbolen ergeben

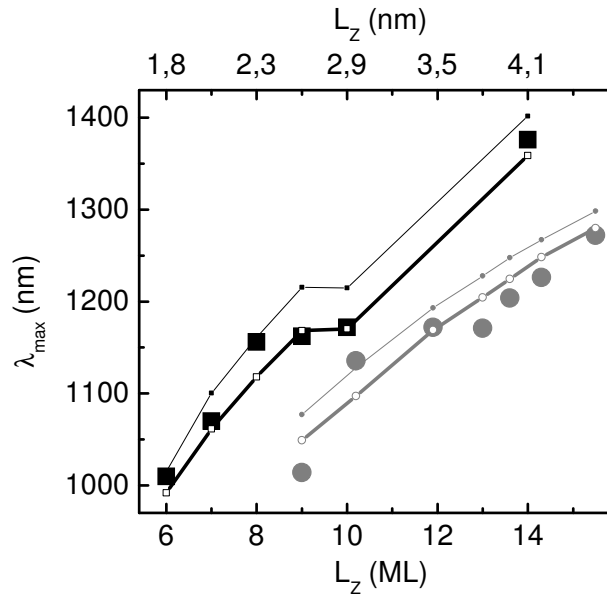


Abbildung 7.6: Vergleich von gemessenen und berechneten Raumtemperatur Photolumineszenz Maxima von AlAsSb/(AlAs)/GaInAs MQWs. Aufgetragen sind die Wellenlängen maximaler Intensität  $\lambda_{max}$  gegenüber der Quantenfilmdicke  $L_z$ . Große Symbole repräsentieren Messwerte. Durchgezogene dicke (dünne) Linien geben die Ergebnisse von 8 Band  $k \cdot p$  Berechnungen mit (ohne) Berücksichtigung von Sb Diffusion ( $R=0,69$ ) und In Segregation ( $R=0,69$ ) wieder. Graue Symbole und Linien beziehen sich auf MQWs ohne AlAs Zwischenschichten, bestehend aus nominell gitterangepasstem AlAsSb und GaInAs. Schwarze Symbole und Linien sind AlAsSb/AlAs (2ML)/GaInAs MQWs zuzuordnen, wobei die durch AlAs eingebrachte Verspannung durch einen höheren InAs Gehalt im GaInAs kompensiert wurde.

sich aus 8 Band  $k \cdot p$  Näherungsrechnungen. Durchgezogene dicke (dünne) Linien geben die Ergebnisse von Berechnungen mit (ohne) Berücksichtigung von Sb Diffusion und In Segregation wieder. Insbesondere unter Berücksichtigung von nicht abrupten Grenzflächen ist eine gute Übereinstimmung festzustellen. Um weitergehenden Einsichten zur Grenzflächenqualität von AlAsSb/GaInAs Heterostrukturen zu erlangen, wurden die PL Messungen in Abhängigkeit von der Temperatur und Anregungsleistung durchgeführt.

In den Abbildungen 7.7 und 7.9 werden temperaturabhängige Photolumineszenz Messergebnisse einer AlAsSb/GaInAs MQW Probe zusammengefasst, deren periodische Schichtenfolge bei 550°C abgeschieden wurde (Tab. C.11). Der linke Teil der Abb. 7.7 zeigt typische PL Spektren, die sich aus

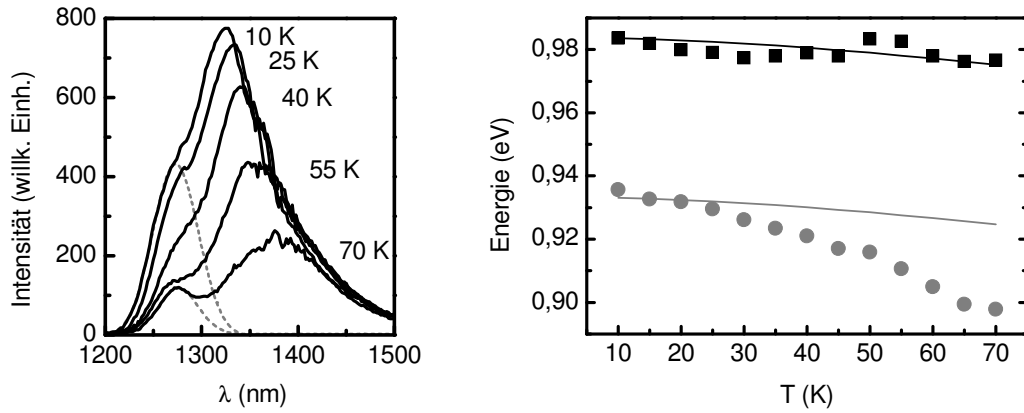


Abbildung 7.7: Links: PL Spektren, aufgenommen mit einer Anregungsleistung von 35 mW bei verschiedenen Temperaturen. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Anpassung an die kurzwellige Schulter mit einer Gauss Kurve. Rechts: Darstellung der Temperaturabhängigkeit der Energien maximaler Intensität von PL Spektren einer undotierten MQW Probe (Tab. C.11). Die durchgezogenen Linien resultieren aus der Veränderung der Gitterkonstanten mit der Temperatur.

jeweils zwei Peaks zusammensetzen. Die kurzwellige PL Linie bei ca. 1260 nm zeigt eine geringe Temperaturabhängigkeit, während das langwellige breite Signal mit zunehmender Temperatur deutlich rotverschiebt. Eine Zerlegung der Spektren in die beiden Anteile kann durch eine Anpassung mittels zweier Gauss Kurven durchgeführt werden, wie dies für den kurzwelligen Anteil zweier Spektren durch die gestrichelten grauen Linien im linken Teil der Abb. 7.7 dargestellt ist. Die aus dieser Auswertung gewonnenen Werte für die Energien maximaler PL Intensität sind im linken Teil als schwarze Quadrate (graue Punkte) für das kurzwellige (langwellige) Signal in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Die gestrichelte schwarze Linie gibt den Verlauf an, der sich aus  $k \cdot p$  Rechnungen für die strahlende Rekombination eines Elektrons des ersten Leitungssubband mit einem schweren Loch des ersten Valenzsubbandes ergibt und stimmt gut mit dem Temperaturverlauf der aus den Anpassungen an die Messkurven gewonnen Maxima für den kurzwelligen Übergang überein.

Der Temperaturverlauf der Maxima des langwelligen Anteils kann durch die empirische Gleichung nach Varshni<sup>267</sup> angepasst werden (nicht abgebildet) und ergibt sich zu:

$$E(T) = E_{(T=0)} - \alpha \frac{T^2}{T + \beta} \quad \text{mit} \quad (7.1)$$

$$E_{(T=0)} = 0,936 \text{ eV}, \quad \alpha = 1,66 \cdot 10^{-3} \text{ eV/K}, \quad \beta = 138,0 \text{ K}$$

Der Parameter  $\alpha$  ist ungefähr eine Größenordnung höher, als der entsprechende Parameter, der aus der Temperaturabhängigkeit der materialcharakteristischen Parameter von AlAsSb und GaInAs folgt. Da die langwellige breite PL Linie von GaInAs Quantenfilmen in Verbindung mit AlInAs nicht beobachtet wird, ist davon auszugehen, dass Grenzflächenzustände eine entscheidende Rolle bei der Entstehung des langwelligen PL Signals spielen. (Die Anregungswellenlänge von 794 nm ist nicht ausreichend, um freie Ladungsträger in AlAsSb zu generieren.). Die kurzwellige Interband PL Linie ist nur in Spektren von Proben, die bei einer Wachstumstemperatur von mindestens 520°C abgeschieden wurden erkennbar. Dies kann darauf hindeuten, dass geringere Temperaturen eine Desorption von adsorbiertem Sb oder segregiertem In während der Wachstumsunterbrechungen nicht ermöglicht und dies zu Rekombinationszentren an den Grenzflächen führt.

Ähnliche Photolumineszenz Spektren wurden von Mozume und Mitarbeitern gemessen<sup>158,160,179</sup>. Sie interpretieren das langwellige PL Signal durch einen modifizierten Potentialverlauf, wie er in Abb. 7.8 b) dargestellt ist. Aufgrund von Sb Diffusion entsteht im Quantenfilm eine quaternäre GaInAsSb Zwischenschicht, die als relativ tiefer Quantenfilm für Löcher anzusehen ist. Der Verlauf der Leitungsbandkante wird hierdurch kaum verändert. Eine Typ-II ähnliche Photolumineszenz ist nun durch die Rekombination von Elektronen des relativ breiten GaInAs Quantenfilms und Löchern aus der schmalen quaternären Zwischenschicht möglich. Im Vergleich zum Potential ohne Sb Diffusion (Abb. 7.8 a) ) ist eine verringerte Übergangsenergie zu erwarten. Die abgebildete Modifizierung des Potentialverlaufs wurde so gewählt ( $4 \text{ ML } Ga_{0,45}In_{0,55}As_{0,72}Sb_{0,28}$ ), dass die resultierende Übergangsenergie bei 10 K mit der beobachteten langwelligen PL Linie übereinstimmt und davon ausgehend wurde der Temperaturverlauf (graue Linie im rechten Teil der Abb. 7.7) bis 70 K berechnet. Dieser stimmt mit dem experimentell beobachteten Verlauf derart nicht überein, dass die starke Rotverschiebung mit zunehmender Temperatur durch diese Modellvorstellung nicht erklärt werden kann. Desweiteren ergibt sich für ein realistischeres Diffusionsprofil, wie es in Abb. 7.8 c) dargestellt ist (vgl. auch Abschnitt 7.3.2) eine wesentlich geringere Energiedifferenz zwischen einem Übergang in einem Quantenfilm mit abrupten Grenzflächen und einem Übergang in einer durch Sb Diffusion modifizierten Struktur.

Auch wenn dieses einfache Modell nicht hinreichend die Photolumineszenzspektren erklären kann, so ist ein Modell basierend auf Grenzflächenf-

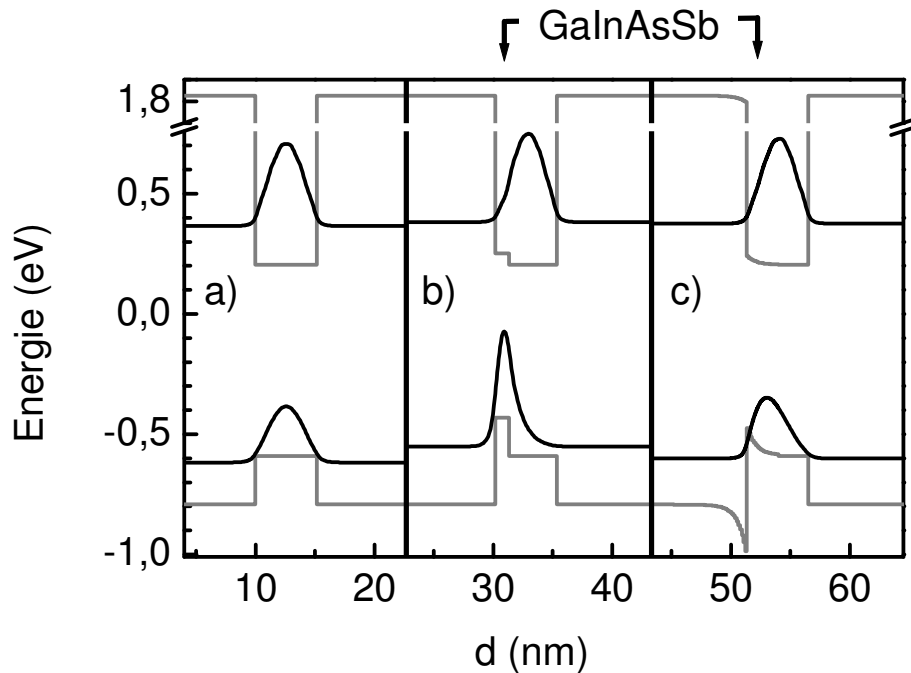


Abbildung 7.8: Bandkantenverlauf (graue Linie) eines AlAsSb/GaInAs Quantenfilms mit a) abrupten Grenzflächen, b) einem stufenförmigen Sb Diffusionsprofil und c) einem exponentiellen Sb Diffusionsprofil. Als schwarze Linien sind die quadrierten Wellenfunktionen des jeweils energetisch niedrigsten quantisierten Zustandes von Leitungs- und Valenzband dargestellt.

luktuationen dennoch zielführend, sofern gebundenen Exzitonen berücksichtigt werden. Eine mögliche Interpretation der PL Spektren stützt sich auf die Annahmen:

- Die MQW Struktur weist lateral stark unterschiedliche Gebiete hinsichtlich der Grenzflächenfluktuationen auf.
- Dies hat zur Folge, dass man sowohl ein PL Signal von freien Exzitonen beobachtet (schmales kurzwelliges Signal), als auch eines von Exzitonen, die an lokale Potentialminima gebunden sind (breites langwelliges Signal). Der Unterschied in der energetischen Lage der beiden Signale kann als Maß für die Stokes Verschiebung betrachtet werden.

Um dies zu überprüfen, wurden die Temperaturabhängigkeit der Halbwertsbreiten und die der integrierten Intensität mit Gleichungen, welche Wechselwirkungen von Exzitonen mit akustischen und optischen Phononen (Fröhlich



Wechselwirkung) berücksichtigen, verglichen.

Abb. 7.9 zeigt im linken Teil die Temperaturabhängigkeit der Halbwertsbreiten (FWHM) der beiden PL Anteile. Die durchgezogenen Linien repräsentieren eine Angleichungen an eine Funktion der Form<sup>268-271</sup>:

$$\Gamma(T) = \Gamma_0 + \frac{\Gamma_{Ph}}{\exp\left(\frac{E_{LO}}{kT}\right) - 1} + \Gamma_A \cdot kT + \frac{\Gamma_B}{\exp\left(\frac{E_B}{kT}\right)} \quad \text{mit} \quad (7.2)$$

$$E_{LO}(GaInAs) = 34 \text{ meV}$$

Der erste Term beschreibt die temperaturunabhängige inhomogene Verbreiterung aufgrund von verschiedener Streumechanismen, die z.B. durch raue Grenzflächen, Defekte, Zusammensetzungsschwankungen hervorgerufen werden. Der zweite Term beschreibt den Einfluss der LO Phononen - Exzitonen Streuung auf die Linienbreite und ergibt sich aus dem Produkt von Kopplungsstärke und Phononenverteilung. Der dritte Term geht aus der Streuung von akustischen Phononen an Exzitonen hervor und der letzte Term beschreibt eine Verbreiterung aufgrund eines thermisch aktivierten Prozesses mit der Bindungsenergie  $E_B$ . Aufgrund der Streuung der Messwerte und der Vielzahl freier Parameter in Gl. 7.2 ist eine eindeutige Angleichung ohne Einschränkungen nicht möglich. Der Verlauf der Linienbreite des langwelligen PL Signals (FWHM > 70 meV) kann andererseits durch die beiden folgenden Parametersätze gut angepasst werden:

	$\Gamma_0$ (meV)	$\Gamma_{Ph}$ (meV)	$\Gamma_A$	$\Gamma_B$ (meV)	$E_B$ (meV)
freie Exzitonen	70,7	2115	0,10	-	-
gebundene Exzitonen	71,0	-	-	2284	34,0

Tabelle 7.1: Anpassungsparameter der Funktion 7.2 an die gemessenen temperaturabhängigen Linienbreiten der PL Signale einer undotierten MQW Struktur (Abb. 7.9 links).

Für den ersten Parametersatz wurde der thermisch aktivierte Prozess nicht berücksichtigt und nur die Phononen-Exzitonen Streuung berücksichtigt, wie dies für die Linienbreiten für PL Spektren freier Exzitonen erwartet wird. Im Vergleich hierzu wurde für die Angleichung, die zum zweiten Parametersatz führt, nur von einer durch eine diskrete Bindungsenergie  $E_B$  charakterisierte thermischen Verbreiterung ausgegangen.  $E_B$  ergibt sich durch diese Anpassung zu 34 meV, was der Energie von LO Phononen in GaInAs entspricht. Daher kann nicht davon ausgegangen werden, dass es sich um

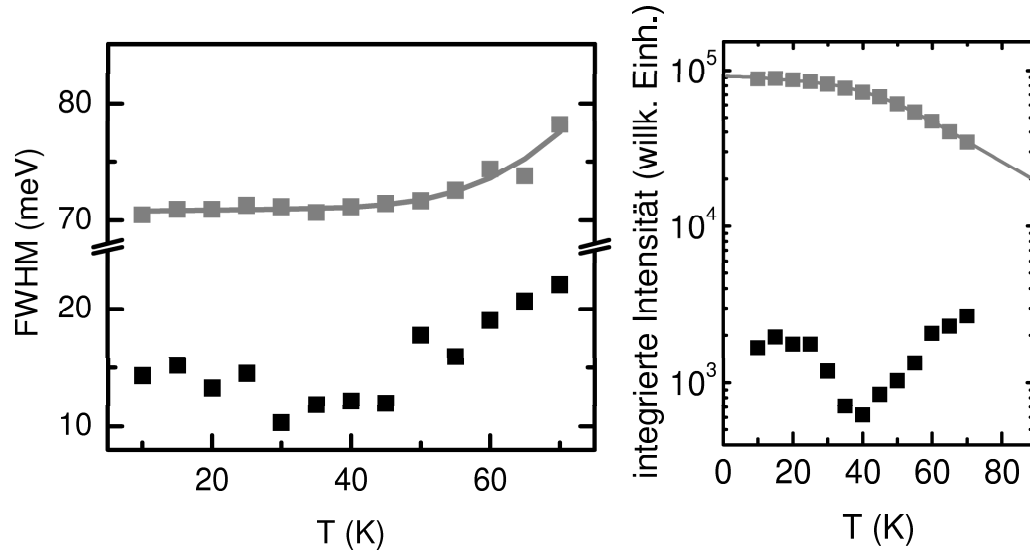


Abbildung 7.9: links: PL Linienbreiten in Abhängigkeit von der Temperatur. Die durchgezogene Linie entspricht einer Angleichung an die Funktion 7.2. rechts: Temperaturverlauf der integrierten Intensität von PL Spektren. Die durchgezogene Linie gibt eine Angleichung nach 7.3 wieder.

eine reelle Bindungsenergie handelt und die erste Anpassung, welche die LO Phononenenergie implizit enthält, einer adäquaten Beschreibung entspricht. Diese ergibt allerdings einen sehr hohen Wert für die Exzitonen-Phononen Kopplungsstärke  $\Gamma_{Ph}$  von über 2 eV. Dagegen werden typischerweise Werte im Bereich von einigen meV (GaAs/AlGaAs<sup>269</sup>) bis ca. 20 meV (GaInAsSb/AlGaAsSb<sup>272</sup>) für die Wechselwirkung von Phononen und freien Exzitonen in MQW Strukturen angegeben. Diese Abweichung kann wiederum auf Grenzflächenrauigkeiten oder Fluktuationen in der Zusammensetzung zurückgeführt werden, die sich wegen ihres Einflusses auf die temperaturabhängige Migration von Elektron-Loch Paaren auf die Kopplung von Phononen und Exzitonen auswirken. Desweiteren ist die Kopplungsstärke ungefähr proportional zu Wurzel der Summe von effektiver Loch- Elektronenmasse, die für lokalisierte Zustände stark erhöht sind<sup>273</sup>.

Bei Raumtemperatur ist das langwellige breite PL Signal dieser Probe nicht mehr nachweisbar (vgl. rechter Teil der Abb. 7.9) und das Spektrum besteht aus einer einzigen, relativ schmalen PL Linie, die dem Übergang im Quantenfilm entspricht. Die energetische Lage stimmt gut mit dem berechneten Energieunterschied vom ersten Leitungssubband zum ersten Valenzsub-

band überein. Für tiefe Temperaturen ist diese Energiedifferenz in Abb. 7.7 im rechten Teil als schwarze Linie dargestellt. Unter Berücksichtigung des PL Spektrums dieser Probe bei Raumtemperatur ergibt sich für das kurzwellige PL Signal nach Gl. 7.2 unter Vernachlässigung des letzten Terms für  $\Gamma_{ph}$  ein Wert von ungefähr 100 meV.

Die integrierten Intensitäten beider PL Signale sind in Abhängigkeit von der Temperatur im rechten Teil der Abb. 7.9 dargestellt. Während an der Temperaturabhängigkeit der integrierten Intensität des kurzwelligen PL Signals (schwarze Symbole) kein eindeutiger Trend abgelesen werden kann, kann die Abhängigkeit des langwelligen Signals gut an folgende Funktion angepasst werden, welche die Temperaturabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von Rekombinationszentren berücksichtigt<sup>274</sup>:

$$I(T) = \frac{I_0}{1 + \Phi_1 T^{3/2} + \Phi_2 T^{3/2} \exp(-E_T/kT)} \quad \text{mit} \quad (7.3)$$

$$\Phi_1 = 6,9 \cdot 10^{-4} K^{-3/2}, \quad \Phi_2 = 2,7 \cdot 10^{-2} K^{-3/2}$$

Aktivierungsenergie  $E_T = 14,9 \text{ meV}$

Eine mögliche physikalische Interpretation der Aktivierungsenergie wäre, dass diese im Mittel von Exzitonen aufgebracht werden muss, um aus einem lokalisierten Zustand entweichen zu können. Mit zunehmender Temperatur können mehr lokalisierte Ladungsträger thermisch in delokalisierte Zustände angehoben werden, um dann entweder als freie Exzitonen strahlend oder über Rekombinationszentren nichtstrahlend zu rekombinieren. In beiden Fällen nimmt die PL Intensität ausgehend von gebundenen Exzitonen mit steigender Temperatur ab. Ebenso erklärt sich die Rotverschiebung dadurch, dass mit steigender Temperatur nur noch energetisch tiefer liegende gebundene Exzitonen zum langwelligen PL Signal beitragen können. Eine Zunahme der Anregungsintensität hat eine immer größere Besetzung der gebundenen Zustände zur Folge, so dass auch schwach gebundene Exzitonenzustände besetzt sind und dies zu einer Blauverschiebung führt. Es wurde eine Blauverschiebung des langwelligen PL Signals um 11,4 meV bei einer Erhöhung der Anregungsleistung von 2 auf 32 mW festgestellt. Ein ähnliches Szenario wurde auch in Ga(In)NAs/GaAs<sup>275</sup> oder GaAs/InGaP<sup>276</sup> Heterostrukturen beobachtet.

Für die Photolumineszenz lokalisierte Exzitonen bei tiefen Temperaturen gibt es verschiedene Modelle, die die Linienbreite zur Stokes Verschiebung in Bezug setzen<sup>277–280</sup>. Ausgehend von einer Fluktuation der Quantenfilmdicke, die dazu führt, dass angeregte Ladungsträger in lokale Minima relaxieren bevor sie als Exziton strahlend rekombinieren, ergibt sich der Zusammenhang der

Stokes Verschiebung ( $\Delta E_{Stokes}$ ) zur PL Linienbreite ( $\Gamma$ ) zu<sup>277</sup>:

$$\Delta E_{Stokes}(T) = 0,55 \cdot \Gamma(T) \quad (7.4)$$

Wird zusätzlich die thermische Migration von Exzitonen berücksichtigt, reduziert sich die Proportionalitätskonstante auf ca. 0,3<sup>278</sup>. Geht man außerdem noch davon aus, dass Exzitonen einer thermischen Verteilung unterliegen, deren Temperatur ( $T_X$ ) größer als die des Gitters ist, folgt der Zusammenhang<sup>279</sup>:

$$\Delta E_{Stokes}(T) = 0,18 \cdot \frac{\Gamma(T)^2}{k T_X} \quad (7.5)$$

In Abb. 7.10 ist der Zusammenhang von Linienbreite (FWHM) und Stokes Verschiebung, wie sie aus den gemessenen PL Spektren gewonnen wurden, aufgetragen. Für Temperaturen ab 30 K ( $\Delta E_{Stokes} > 50$  meV) ist ein linearer Zusammenhang (durchgezogene Linie) mit einer Proportionalitätskonstante von 0,41 festzustellen. Für niedrige Temperaturen ist der Zusammenhang nach Gl. 7.5 als gestrichelte Linie dargestellt, wobei die Temperatur der Exzitonenverteilung durch die Gittertemperatur abgeschätzt wurde. Die gute Übereinstimmung im Bereich kleiner Temperaturen lässt darauf schließen, dass Exzitonen erst ab einer Temperatur von etwa 30 K thermisch über die lokalen Minima verteilt sind. Die oben gemachten Annahmen werden durch die gute Übereinstimmung der Messdaten mit den Theorien gestützt. Die gemessenen PL Spektren lassen sich durch ein Zusammenspiel von Grenzflächenfluktuationen und freien und gebundenen Exzitonen gut erklären. Für die untersuchte Probe ergeben sich die folgenden Parameter, die einen Rückschluss auf die Qualität der Grenzflächen erlauben und als Basis für den Vergleich mit anderen Proben dienen können:

- Exzitonen - LO-Phononen Kopplungsstärke  $\Gamma_{Ph} = 2115$  meV (Abb. 7.9, Gl.7.2)
- Aktivierungsenergie  $E_T = 14,9$  meV (Abb. 7.9, Gl. 7.3)

Die Kopplungsstärke kann den obigen Ausführungen folgend als ein Maß betrachtet werden, wie stark Lokalisierungseffekte aufgrund lokaler Potentialminima zum Tragen kommen und lässt daher eher auf die Dichte dieser lokalen Minima schließen, während die Aktivierungsenergie die mittlere Tiefe dieser durch Grenzflächenrauigkeiten und Fluktuationen in der Zusammensetzung bedingten Potentialminima wiedergibt. Die beiden aufgeführten Kriterien ergeben sich aus Messdaten, die in einem Temperaturbereich von 10 bis ca. 100K aufgenommen wurden. Diese wurden ergänzt durch die Messung der Absorption bei Raumtemperatur, wobei die Breite der Absorptionskante als Kriterium für die Grenzflächenqualität herangezogen wurde .

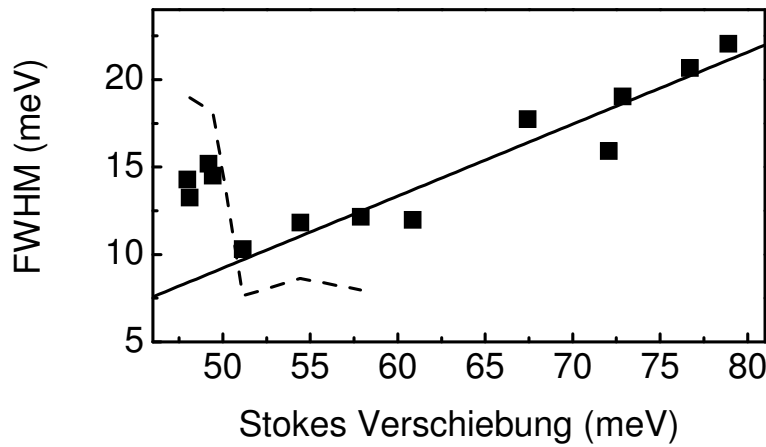


Abbildung 7.10: Auftragung der Linienbreite gegenüber der Stokes Verschiebung. Die durchgezogene Linie entspricht einem linearen Zusammenhang mit einer Proportionalitätskonstante von 0,41. Die gestrichelte Linie stellt Gl. 7.5 dar.

Hinsichtlich ihrer Grenzflächenqualität wurden undotierte AlAsSb/Ga-InAs MQW Strukturen untersucht, die bei unterschiedlichen Substrattemperaturen (Abb. 7.11 links,  $BEP_V/BEP_{III} \approx 35$ , 5 s Wachstumsunterbrechung) und unter unterschiedlichen V/III Flussverhältnis (Abb. 7.11 Mitte,  $T_g = 530^\circ\text{C}$ , 5 s Wachstumsunterbrechung) epitaktisch abgeschieden wurden. Des Weiteren wurden dotierte ( $1,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) MQW Proben bei einer Wachstumstemperatur von  $480^\circ\text{C}$  und einem  $BEP_V/BEP_{III}$  Flussverhältnis von ca. 20 epitaktisch abgeschieden, wobei das Wachstum an jeder Grenzfläche unter As Stabilisierung für die Dauer von 1 bis 30 s unterbrochen wurde (Abb. 7.11 rechts). Für die Epitaxie der Proben aller drei Messreihen (bis auf die als Sternchen symbolisierten Proben) wurden als Gruppe V Molekularstrahlen  $As_4$  und  $Sb_2$  verwendet.

Die Auftragung der Aktivierungsenergie in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur weist ein Maximum bei etwa  $530^\circ\text{C}$  auf. Im Gegensatz zur Aktivierungsenergie nehmen die Phononen-Exzitonen Kopplungsstärke und die Breite der Absorptionskante mit zunehmenden Wachstumstemperaturen kontinuierlich ab. Zusätzlich sind die Breiten der Absorptionskanten dreier vergleichbarer Proben aufgetragen, die unter Verwendung von dimeren As abgeschieden worden sind und deutlich steilere Absorptionskanten aufweisen, als vergleichbare Proben, bei deren Epitaxie ein  $As_4$  Molekularstrahl verwendet wurde. Beim Vergleich der Proben, die bei unterschiedlichen Wachstumstemperaturen abgeschieden wurden muss erwähnt werden, dass für Tempe-

ratur über 540°C die Morphologie der Proben durch grosse Defekte geprägt ist. Die Ursache für die Bildung solcher Defekte liegt entweder in der einsetzenden Desorption von In<sup>281</sup> und der damit einhergehenden Fehlanpassung von In armen GaInAs oder in unzureichender Stabilisierung der Oberflächen, d.h. dass der Gruppe V Fluss bei hohen Wachstumstemperaturen nicht ausreicht, um die hohe Desorptionsrate der Gruppe V Moleküle zu kompensieren. Eine ähnliche Grenze wird bei der Reduktion des V/III Flussverhältnisses beobachtet (Abb. 7.11 Mitte). Die Morphologie der Probe mit dem geringsten V/III Flussverhältnis weist eine hohe Dichte an Defekten und Versetzungslinien auf. Für die Proben, die unter höheren V/III Verhältnis abgeschieden wurden, wird für ein abnehmendes Flussverhältnis eine Verminderung der Aktivierungsenergie, der Kopplungsstärke und der Breite der Absorptionskante beobachtet. Dagegen ist kein einheitlicher Trend bezogen auf die Dauer der Wachstumsunterbrechungen an jeder Grenzfläche erkennbar (Abb. 7.11 rechts). Betrachtet man die Werte für die Breite der Absorptionskante bei Raumtemperatur (die Werte der Abbildung wurden mit dem Faktor 1/3 skaliert, da diese dotierten Proben eine wesentlich größere Breite aufweisen, als die undotierten Proben der linken und mittleren Abbildungen) und die aufgetragenen Exzitonen-Phononen Kopplungsstärken, so ist festzustellen, dass eine Wachstumsunterbrechung von 30 s gegenüber einer Wachstumsunterbrechung von 1 s keinen deutlichen Gewinn in der Grenzflächenqualität mit sich bringt. Dagegen ergibt sich eine wesentlich höhere Aktivierungsenergie für die Probe, bei der die Epitaxie für jeweils 30 s unterbrochen wurde, gegenüber der Probe, die mit kurzen Unterbrechungen von nur 1 s abgeschieden wurden. Dies deutet darauf hin, dass sich während der Wachstumsunterbrechung andere Defekte bzw. tiefere lokale Minima aufgrund von Fluktuationen der Quantenfilmdicke oder der Zusammensetzung an den Grenzflächen ausbilden.

Eine Wachstumsunterbrechung unter As Stabilisierung sorgt für eine Terminierung der abgeschlossenen Schicht mit As. Bei der Molekularstrahlepitaxie von Halbleiterheterostrukturen der Zinkblendestruktur ist auch die Terminierung mit Gruppe III Atomen möglich. Hierbei wird an den Grenzflächen die As Quelle noch vor den Gruppe III Verdampferzellen verschlossen, wodurch sicher gestellt wird, dass die oberste Atomlage aus Gruppe III Atomen besteht. Abb. 7.12 zeigt im oberen Teil einen Vergleich von PL Spektren von n-dotierten AlAsSb/GaInAs Vielfachquantenfilmstrukturen, wovon eine Probe mit Gruppe III terminierten Grenzflächen (links) und eine mit As terminierten Grenzflächen (rechts) abgeschieden wurde. Eine schematische Darstellung verdeutlicht die unterschiedlichen Shuttersequenzen im unteren Bereich der Abb. 7.12. Bei beiden Proben ist die breitbandige Photolumineszenz ausgehend von lokalen Potentialminima dominant. Die unterschiedliche Grenzflächenterminierung äußert sich in unterschiedlichen Aktivierungsener-

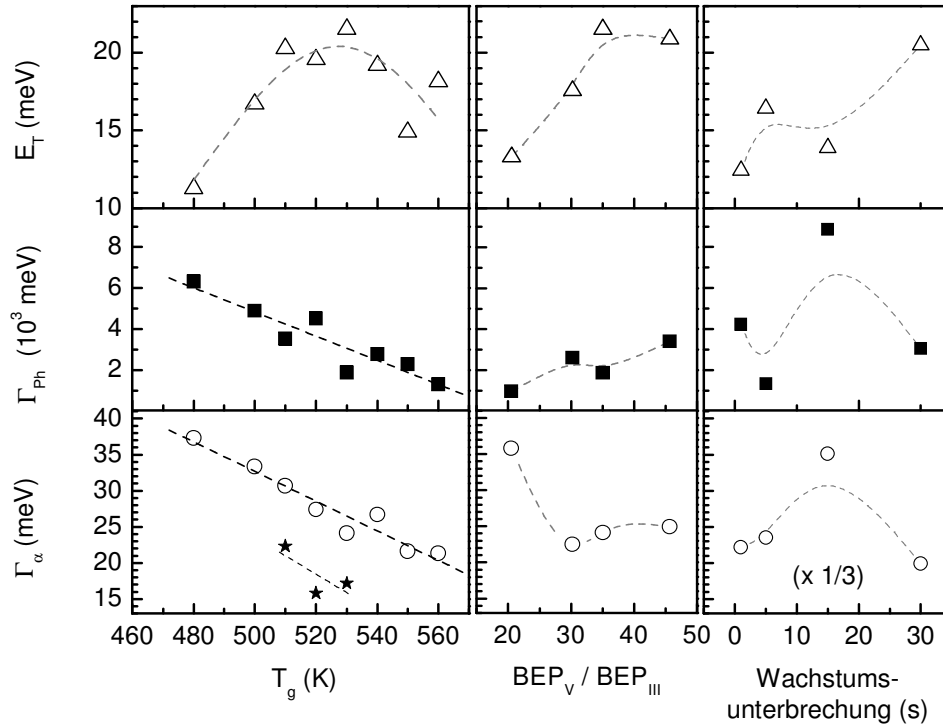


Abbildung 7.11: Auftragung von Aktivierungsenergie ( $E_T$ ), Phononen-Exzitonen Kopplungsstärke ( $\Gamma_{Ph}$ ) und die Breite der Absorptionskante bei Raumtemperatur ( $\Gamma_\alpha$ ) als Funktion von Wachstumstemperatur ( $T_g$ ), V/III Flussverhältnis ( $BEP_V / BEP_{III}$ ) und Dauer der Wachstumsunterbrechungen an jeder Grenzfläche. Sternsymbole repräsentieren Proben, die unter Verwendung von  $As_2$  abgeschieden wurden. Schwarze Linien sind lineare Angleichungen. Graue Linien dienen der Führung der Augen

gien, welche sich für die Gruppe III terminierte Probe zu 26,2 meV und für die As terminierte Probe zu 12,4 meV ergibt. Die Phonon-Exzitonen Kopplungsstärke, die in diesem Zusammenhang als Maß für die Dichte von lokalisierten Zuständen interpretiert wird, ist für die Gruppe III terminierte Probe um den Faktor 2,5 gegenüber der As terminierten Probe reduziert. Ebenso wird eine Reduktion der Breite der Absorptionskante bei Raumtemperatur um den Faktor von ca. 2 beobachtet. Dagegen wird auch bei der Gruppe III terminierten Probe kein Photolumineszenz Signal beobachtet, welches auf die Rekombination von freien Exzitonen zurückgeführt werden kann. Die gewählte Möglichkeit der Gruppe III Terminierung führt im Vergleich zu herkömmlichen As stabilisierten Wachstumsunterbrechungen zwar zu einer Verbesserung der Grenzflächenqualität, die allerdings auf Kosten der Kon-

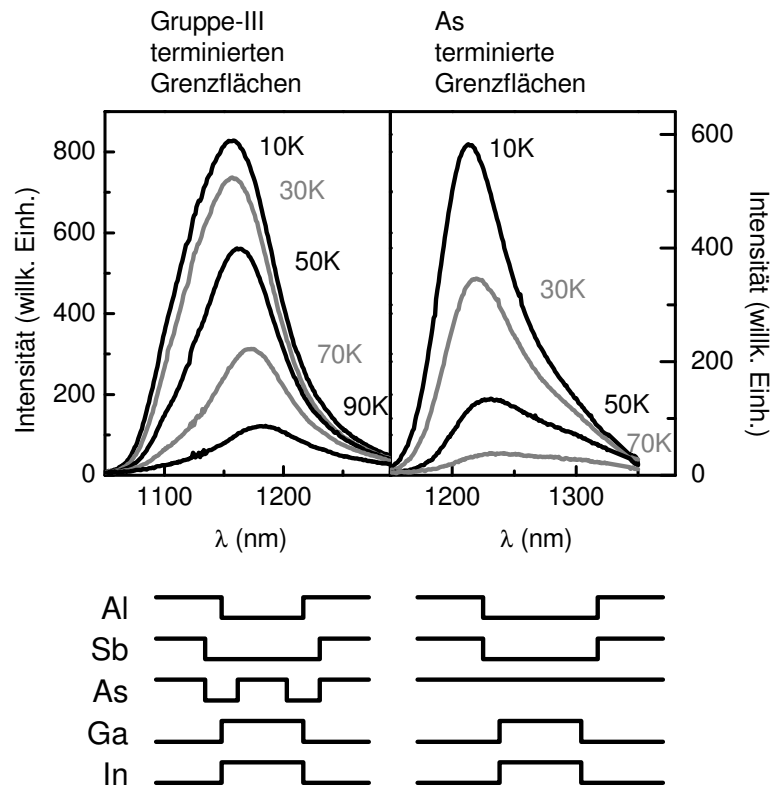


Abbildung 7.12: Vergleich von PL Spektren  $n$ -dotierter ( $1,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) AlAsSb/GaInAs (3 nm) MQWs, die mit Gruppe III terminierten Grenzflächen (oben links) und As terminierten Grenzflächen (oben rechts) hergestellt wurden. Im unteren Teil ist jeweils schematisch die entsprechende Shuttersequenz der AlAsSb/GaInAs/AlAsSb Quantenfilme skizziert.

trollmöglichkeit der Nettoverspannung der Heterostruktur geht. Als Ursache ist die an der Grenzfläche entstehende aus Al, In und Ga Atomen bestehende Atomlage zu nennen. Diese kann durch eine aufwendigere Shuttersequenz vermieden werden, welche jedoch für die Implementierung in Vielfachquantenfilmstrukturen nicht praktikabel ist.

Eine weitere Modifikation der Epitaxie beim Übergang von AlAsSb auf GaInAs stellt das Abscheiden einer AlAs Monolage zwischen beiden Materialien dar (s.auch Abschnitt 7.3.2). Abb. 7.13 zeigt im linken Teil PL Spektren einer MQW Struktur, die mit AlAs Zwischenschichten abgeschieden wurde im Vergleich zu Spektren einer entsprechenden Probe ohne AlAs Zwischenschichten im rechten Teil. Die genauen Schichtparameter beider Proben können Tab. C.12 entnommen werden. Während für die Probe ohne AlAs



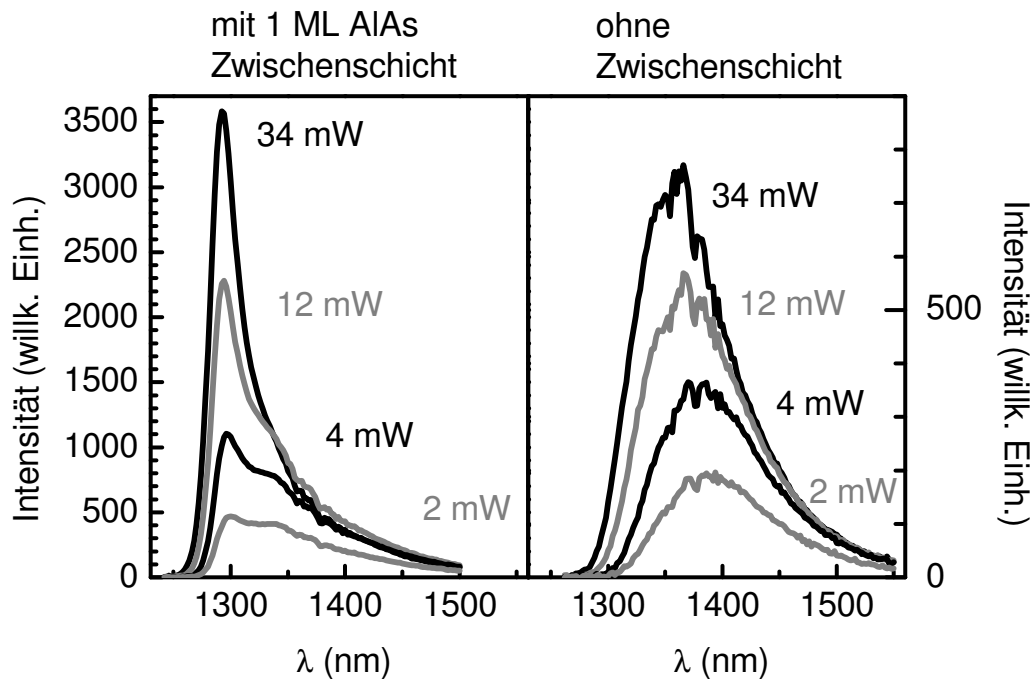


Abbildung 7.13: Vergleich von 10K PL Spektren von 4,99 nm dicken undotierten AlAsSb/GaInAs MQWs, die mit (links) und ohne (rechts) einer 1ML dicken AlAs Zwischenschicht an jeder Grenzfläche abgeschieden wurden.

Zwischenschichten sowohl für geringe als auch für hohe Anregungsleistungen ein breitbandiges PL Signal beobachtet wird, dominiert dieses breitbandige Signal bei der Probe mit AlAs Zwischenschichten nur für geringe Anregungsleistungen. Dagegen tritt bei hoher Anregungsleistung eine relativ schmale PL Linie auf, welche der Rekombination freier Exzitonen zugeordnet werden kann. Das Sättigungsverhalten des breitbandigen Signals, welches sich auf die strahlende Rekombination von an lokale Minima gebundener Exzitonen zurückführen lässt, bestärkt die Interpretation der Phonon-Exzitonen Kopplungsstärke als Maß für die Dichte lokalisierter Zustände. Diese ist im Vergleich zur Probe ohne AlAs Zwischenschichten um den Faktor 3 reduziert. Dagegen ergibt die Auswertung der Temperaturabhängigkeit der integrierten Intensität nahezu identische Werte für die Aktivierungsenergie (mit AlAs: 15,5 meV, ohne AlAs: 16,1 meV). AlAs Zwischenschichten bewirken folglich eine Reduktion der Dichte lokalisierter Grenzflächenzustände, aber keine grundlegende Modifizierung dieser Zustände.

Breitbandige langwellige PL Signale können gelegentlich auch noch bei Raumtemperatur beobachtet werden. Abb. 7.14 zeigt das PL Spektrum einer

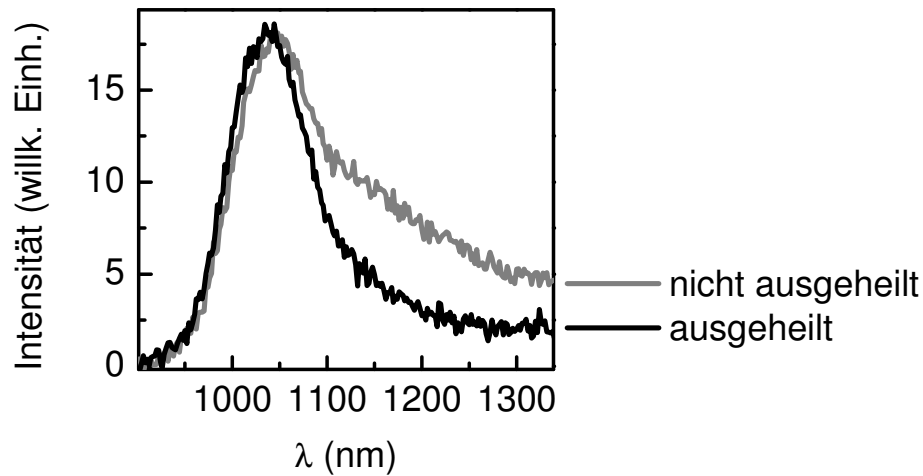


Abbildung 7.14: RT PL Spektren einer  $n$ -dotierten ( $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) 7 ML dicken AlAsSb/GaInAs MQW Struktur, welche unbehandelt direkt nach der Epitaxie (graue Linie) und nach einem thermischen Ausheilprozess (1h bei  $530^\circ \text{ C}$  unter  $\text{As}_2$  Stabilisierung, schwarze Linie) aufgenommen wurden.

50-fachen  $n$ -dotierten ( $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) AlAsSb/GaInAs MQW Probe. Neben der relativ schmalen PL Linie bei ca. 1050 nm kann ein Photolumineszenz Signal bis über 1300 nm beobachtet werden, welches auf Grenzflächenrauigkeiten zurückzuführen ist (graue Linie). Es hat sich gezeigt, dass eine Optimierung der Grenzflächenqualität durch einen nachträglichen thermischen Ausheilschritt möglich ist (schwarze Linie). Als Resultat ist das langwellige PL Signal im Spektrum der ausgeheilten Probe stark reduziert. Ein Einfluss des Ausheilens auf die strukturelle Qualität kann aus dem Vergleich der nahezu identischen XRD Spektren nicht abgeleitet werden. Auch in den Absorptionsspektren kann kein Unterschied festgestellt werden. Dieses Verhalten wurde auch in Ga(In)NAs/GaAs MQW Proben festgestellt, was mit einer Reduktion der Potentialfluktuationen in Zusammenhang gebracht wird<sup>275</sup>. Zusammenfassend wurden die folgenden Tendenzen beobachtet:

- Eine Erhöhung der Wachstumstemperatur erhöht die Grenzflächenqualität. Allerdings sind bedingt durch die Ausbildung von Defekten bei hohen Wachstumstemperaturen der Erhöhung der Wachstumstemperatur Grenzen gesetzt. Hinzu kommt, dass der Bereich der Wachstumstemperatur, der eine homogene Zusammensetzung von AlAsSb begünstigt (ca.  $480^\circ \text{ C}$ ) wesentlich von der hier beobachteten optimalen Wachstumstemperatur für den Grenzflächenaufbau von ca.  $530^\circ \text{ C}$  abweicht.

- Bezüglich der Grenzflächenqualität erweist sich ein möglichst niedriges V/III Flussverhältnis als vorteilhaft, wobei die Ausbildung von Defekten beobachtet wird, sofern dieses Verhältnis zu gering eingestellt wird.
- Eine deutliche Verbesserung der Grenzflächenqualität durch lange Wachstumsunterbrechungen unter  $As_4$  Stabilisierung konnte nicht beobachtet werden. Die hierbei einhergehende Erhöhung der Aktivierungsenergie deutet aber darauf hin, dass sich während der Wachstumsunterbrechungen eine andersartige Rauigkeit an den Grenzflächen ausbilden.
- Die Verwendung von dimeren ist der Verwendung von tetrameren As vorzuziehen, da deutlich steilere Absorptionskanten erreicht werden können.

Die optimale Wahl der Wachstumsparameter ist stark an die Probenstruktur und Anwendung gekoppelt. Hohe Wachstumstemperaturen begünstigen die Grenzflächenqualität, erschweren aber die Kontrolle der Zusammensetzung der AlAsSb Barrieren erheblich. Dies mag für Schichtstrukturen, die sich aus nur wenigen dünnen Einzelschichten zusammensetzen tolerabel sein. Dagegen führen fehlangasste AlAsSb Barrieren bei Vielschichtstrukturen zur Relaxation des Gitters. Auch lange Wachstumsunterbrechungen sind für Vielschichtsysteme wie z.B. Quantenkaskadenlaser nicht praktikabel. Ebenso wird die Reduktion des V/III Flussverhältnisses davon abhängen, inwiefern Defekte die angestrebte Anwendung beeinflussen. Adäquat ist die Verwendung von dimeren As, sowie ein thermischer Ausheilschritt, der in Form einer erhöhten Wachstumstemperatur unter erhöhtem As Fluss während der Epitaxie der letzten Deckschicht erfolgen kann. Eine 1 ML dicke AlAs Grenzflächenschicht hat positiven Einfluss auf die Grenzflächenqualität. Auf die Funktion der AlAs Zwischenschichten wird in Abschnitt 7.3.2 näher eingegangen.

## 7.3 Intersubbandabsorption

Großen Einfluss auf die energetische Lage von Intersubbandniveaus in dünnen Quantenfilmen hat die Beschaffenheit der Grenzflächen. Die vorangegangenen Abschnitte haben gezeigt, dass Grenzflächenfluktuationen erheblichen Einfluss auf die strukturellen und optischen Eigenschaften von AlAsSb/GaInAs Quantenfilmstrukturen haben. Eine Abschätzung der Längenskalen dieser Fluktuationen kann jedoch aus den optischen Messergebnissen oder

den Röntgendiffraktometrie Spektren nicht gewonnen werden. Daher wurde die Beweglichkeit freier Elektronen in Quantenfilmen unterschiedlicher Dicke analysiert und eine mittlere Grenzflächendicke bestimmt. Diese grobe Abschätzung der Tiefe von Grenzflächenfluktuationen wird im folgenden Abschnitt behandelt. Daran anschließend wird untersucht, welchen Einfluss bekannte Interdiffusionsprozesse, die Zusammensetzungsfluktuationen an Grenzflächen verursachen können, auf die Intersubbandabsorption haben. Die mit der 8-Band  $k \cdot p$  Methode berechnete Absorptionsspektren werden hierfür mit den Messdaten verglichen.

### 7.3.1 Grenzflächenrauigkeit

Zur Abschätzung der Grenzflächenrauigkeit von AlAsSb-GaInAs Heterostrukturen, wurden Mehrfachquantenfilme mit variierenden GaInAs Filmdicken ( $L_Z$ ) epitaktisch abgeschieden. Die Elektronenbeweglichkeit in diesen mit Si modulationsdotierten Schichten ( $[Si] = 1 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-2}$ ) wurde mittels Hall Messungen bestimmt (Abb. 7.15). Streuung von freien Elektronen an rauen Grenzflächen vermindert die Beweglichkeit. Je dünner der Quantenfilm ist, desto wahrscheinlicher wird ein Elektron an der rauen Grenzfläche gestreut. Dieser Zusammenhang wird durch den klassischen Größeneffekt beschrieben<sup>282</sup>.

Hierbei wird davon ausgegangen, dass die Streuung von Elektronen isotrop erfolgt und sich die Streurrate zusammensetzt aus der Streurrate im Volumenmaterial ( $1/\tau_0$ ) und der Streurrate an der Grenzfläche ( $1/\tau'$ ). Die Streuung an der Grenzfläche wird durch den Parameter  $\alpha$  charakterisiert, der die Streurrate zum Verhältnis von effektiver Quantenfilmdicke ( $L_{Z \text{ eff}}$ ) und mittlerer Geschwindigkeit der Elektronen an der Fermikante ( $v(E_f)$ ) in Beziehung setzt.  $l$  bezeichnet die mittlere freie Weglänge der Elektronen.

$$\frac{1}{\tau} = \underbrace{\frac{v(E_f)}{l}}_{\frac{1}{\tau_0}} + \alpha \underbrace{\frac{v(E_f)}{L_{Z \text{ eff}}}}_{\frac{1}{\tau'}} \quad (7.6)$$

Mit  $L_{Z \text{ eff}} = (L_Z - 2d)$  und  $\mu_0 = e\tau_0/m_e^*$  (Elektronenbeweglichkeit im Volumenmaterial) kann die Beweglichkeit als Funktion der Quantenfilmdicke  $\mu(L_Z)$  geschrieben werden als:

$$\mu(L_Z) = \frac{\mu_0}{1 + \frac{\alpha l}{L_Z - 2d}} \quad (7.7)$$

Die bestmögliche Anpassung dieser Funktion an die Messwerte wird in Abb. 7.15 dargestellt. Hierfür wurde der Wert für die Beweglichkeit im GaInAs

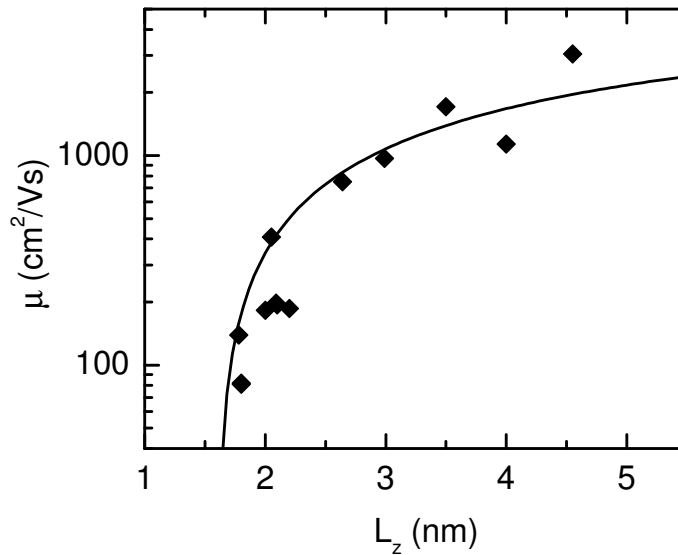


Abbildung 7.15: *Beweglichkeit  $\mu$  von Elektronen in AlAsSb/GaInAs Mehrfachquantenfilmen bei Raumtemperatur in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke  $L_z$ . Die durchgezogene Linie stellt den klassischen Größeneffekt nach Gl. 7.7 dar.*

Volumenmaterial aufgrund Erfahrungswerte auf  $\mu_0 = 7500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  gesetzt. Die Anpassung ergibt für das Produkt aus  $\alpha$  und der mittleren freien Weglänge  $l$  einen Wert von 8,4 nm. Interessant ist der Wert für  $d$ , der als Maß für die mittlere Grenzflächenrauigkeit betrachtet werden kann. Dieser ergibt sich zu 0,8 nm und entspricht ungefähr drei Monolagen. Grenzflächenrauigkeit, d.h. eine laterale Inhomogenität der Quantenfilmdicke, ist eine Möglichkeit zu erklären, warum die Transporteigenschaften auf eine verringerte effektive Quantenfilmdicke schließen lassen. Eine weitere Erklärung ist in Inhomogenitäten der Zusammensetzung der unterschiedlichen Materialien an der Grenzfläche zu finden. Bekannte Diffusions- bzw. Segregationsmechanismen, die hierzu beitragen könnten, werden im folgenden anhand von Intersubbandabsorptionsspektren diskutiert.

### 7.3.2 In Segregation und Sb Diffusion

Die Segregation von In ist ein bekanntes Problem bei der Molekularstrahlepitaxie von In(Ga)As/GaAs Quantenfilmen auf GaAs Substraten<sup>283–286</sup>. Der Begriff Segregation beschreibt in diesem Zusammenhang die Akkumulation von In auf der wachsenden GaInAs Schicht, die zunächst mit einem vermin-

derten Einbau von In in den Kristall einhergeht. Das akkumulierte In der Oberfläche wird in eine nachfolgende, nominell In-freie Schicht eingebaut. Wie die Oberflächenbeweglichkeit der Atome von Al über Ga bis In zunimmt, so verhält sich auch die Tendenz zur Akkumulation auf der wachsenden Oberfläche<sup>287</sup>. Während In Segregation häufig beobachtet wurde, scheint die Segregation von Ga und Al vernachlässigbar gering zu sein.

Das durch Segregation modifizierte In Profil einer Heterostruktur kann durch folgende Gleichungen beschrieben werden:<sup>284,288</sup>

$$\begin{aligned} x_{In} &= x_0 (1 - R^n) = x_0 (1 - e^{-d/d_e}) && \text{für nominell In-haltige Schicht} \\ x_{In} &= x_0 R^n = x_0 e^{-d/d_e} && \text{für nominell In-freie Schicht} \\ &&& \left( d_e = -\frac{d_{ML}}{\ln R} \right) \end{aligned} \quad (7.8)$$

Hier beschreibt die Variable  $n$  die Schichtdicke ( $d$ ) in Monolagen,  $d_{ML}$  die Dicke einer Monolage und der charakteristische Parameter  $R$  ist ein Maß für die Stärke der Segregation. In Abb.7.16 wird im unteren rechten Bereich das In Profil eines AlAsSb/GaInAs(5ML)/AlAsSb Quantenfilms mit (schwarze durchgezogene Linie,  $R = 0,85$ ) und ohne Segregation (graue, gestrichelte Linie) verglichen. Für nominell gitterangepasste Schichten erzeugt die In Umverteilung von GaInAs nach Al(In)AsSb lokale entgegengesetzte Verspannungen, die sich weitestgehend kompensieren. Bei der Berechnung der Profile, wurde darauf geachtet, dass das Integral über den In Anteil konstant bleibt. Die sich aus der Segregation von In ergebenden Bandkantenverläufe sind im oberen rechten Teil dargestellt (schwarze durchgezogene Linien). Im Vergleich zum Potentialverlauf ohne Segregation (graue gestrichelte Linien) bedingt das In Profil eine Asymmetrie im Potential, die sich auch in den abgebildeten quadrierten Wellenfunktionen der ersten beiden Leitungssubbändern niederschlägt. In Bezug auf Intersubbandabsorption ist aufgrund des reduzierten Übergangsmatrixelements mit einer geringeren Absorption von TM polarisiertem Licht zu rechnen (Im konkreten Fall reduziert sich die Grösse  $2/m_0 |\hat{e}_z \mathbf{p}_{12}|^2$  bei  $k_{||} = 0 \text{ cm}^{-1}$  von 8,8 eV ohne Segregation auf 5,4 eV mit Segregation.).

Um die Größenordnung des Parameters  $R$  abzuschätzen, ist ein Vergleich mit den Arbeiten von Prévot und Mitarbeitern interessant<sup>289</sup>. Sie untersuchen die Segregation von In in AlSb/InAs Quantenfilmen anhand von TEM Aufnahmen und Elektronenbeugung während der Epitaxie (RHEED). Es wird eine mit der Wachstumstemperatur steigende Tendenz zur In-Segregation festgestellt ( $R = 0,82$  bei  $T_g = 430 \text{ °C}$ ;  $R = 0,94$  bei  $T_g = 520 \text{ °C}$ ). Für die in dieser Arbeit typischerweise verwendete Wachstumstemperatur von  $T_g = 480$

$^{\circ}\text{C}$  wird der Parameter  $R$  zu ca.  $R = 0.86$  ( $d_e \approx 7\text{ML}$ ) bestimmt. Diese Werte verdeutlichen die Problematik, die darin besteht, dass die zu erwartenden Segregationstiefen ( $d_e$ ) ungefähr den Quantenfilmdicken entsprechen, die notwendig sind, um kurzweilige Intersubbandübergänge zu ermöglichen.

Um möglichst abrupte Grenzflächen im AlAsSb/GaInAs zu erzeugen, verwenden Mozume und Mitarbeiter<sup>145–152,154,156,157,159,160,164–166</sup> AlAs Zwischenschichten. Hierbei wird argumentiert, dass diese Grenzflächenschichten (1–7 ML) die Interdiffusion von As und Sb erschweren<sup>167,168</sup>. Diffusion von Sb sollte als thermisch aktivierter Prozess das Potential einer Einfachquantenfilmstruktur gemäß dem nominellen Konzentrationsprofil von Sb symmetrisch modifizieren. In Abb. 7.16 werden den Berechnungen zur In Segregation im rechten Teil analoge Berechnungen zur Sb Diffusion im linken Teil gegenübergestellt. Das modifizierte Sb Profil wurde durch Faltung des nominellen stufenförmigen Sb Profils mit einer Verbreiterungsfunktion der folgenden Form erstellt:

$$f_{d_e}(d) = \frac{e^{-(|d|/d_e)}}{2d_e} \left( R = \exp\left(-\frac{d_{ML}}{d_e}\right) \right) \quad (7.9)$$

Die Diffusionstiefe  $d_e$  kann in einen charakteristischen Parameter  $R$  umgerechnet werden, der dem für die Beschreibung von Segregationsprofilen typischer Weise verwendeten Parameter  $R$  entspricht. Die Darstellungen zur In Segregation als auch jene zur Sb Diffusion in Abb. 7.16 wurden mit einem charakteristischen Parameter von  $R = 0,85$  gerechnet. Auch beim Erstellen des modifizierten Sb Profils wurde darauf geachtet, dass das Integral über den Sb Anteil dem des nominellen Sb Profils entspricht. Im Gegensatz zur In Segregation, verändert die Sb Diffusion nicht die Symmetrie der Bandkantenverläufe oder der Wellenfunktionen. Eine starke Reduktion der Übergangsmatrixelemente wird daher nicht erwartet.

In beiden Fällen kann der Abb. 7.16 entnommen werden, dass die Energiedifferenz der ersten beiden Leitungssubbänder sowohl durch In Segregation als auch durch Sb Diffusion vermindert wird. Dies trifft für die Segregation von In allerdings nur für sehr dünne Quantenfilme zu, wie in Abb. 7.17 a) verdeutlicht wird. Aufgetragen sind in Form von Rauten die Maxima aus Raumtemperatur-Absorptionsmessungen bzgl. des Übergangs vom ersten zum zweiten Leitungssubband in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke von AlAsSb/GaInAs Mehrfachquantenfilmstrukturen. Die durchgezogene schwarze Linie entspricht 8 Band  $k \cdot p$  Berechnungen unter der Annahme abrupter Grenzflächen. Jeweils zwei weitere Linien ergeben sich für Berechnungen unter Berücksichtigung von Sb Diffusion und In Segregation unterschiedlicher Stärke ( $R = 0,85$  und  $0,95$ ). Während die Diffusion von Sb stets zu län-

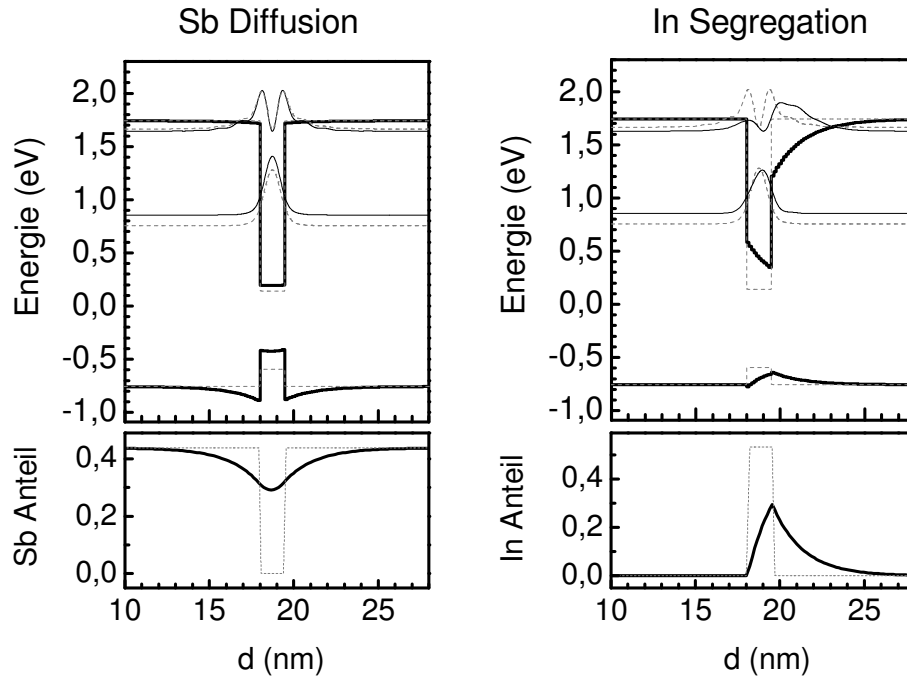


Abbildung 7.16: Vergleich von Sb Diffusion und In Segregation in AlAsSb/GaInAs Quantenfilmstrukturen anhand von Sb und In Profil (unten) und die sich daraus ergebenden Potentialverläufe und Wellenfunktionen (oben). Die grauen gestrichelten Kurven beziehen sich jeweils auf den ungestörten 5 ML dicken Quantenfilm. Beide Szenarien wurden mit dem charakteristischen Parameter  $R = 0,85$  gerechnet.

gerwelligen Intersubbandabsorptionslinien führt, ist dies für die In-Diffusion nur für Quantenfilme der Fall, welche dünner als ungefähr 7 ML sind. Beide Mechanismen führen zu einer minimalen Übergangswellenlänge von etwa 1,5 bis 1,6  $\mu\text{m}$ , die in etwa die beobachtete minimale Intersubbandwellenlänge in ungekoppelten Quantenfilmen von 1,8  $\mu\text{m}$  wiedergibt. Diese Beobachtung stimmt mit den Ergebnissen von Cristea und Mitarbeitern<sup>172</sup> überein (ISBT Wellenlänge 1,9  $\mu\text{m}$  in 1,5 nm dicken Quantenfilmen). Dagegen berichten Gopal und Mitarbeitern<sup>149</sup> von ISBT Übergangswellen eines 2,1 nm dicken Quantenfilms bei ca 1,9  $\mu\text{m}$  mit einer zusätzlichen ISBT Absorption bei 1,35  $\mu\text{m}$ . Die zusätzliche kurzwellige Absorption wird durch eine effektive Verbreiterung des Quantenfilms aufgrund von Interdiffusionseffekten erklärt, wobei die Übergangswellenlänge von 1,35  $\mu\text{m}$  einer Anregung vom ersten in das dritte Leitungssubband entsprechen sollte (zumindest muss der Erklärung in Ref.<sup>149</sup> folgend davon ausgegangen werden). Der entsprechende Übergang



vom ersten in das zweite Subband müsste bei ca.  $2,6 \mu\text{m}$  liegen, ist aber in den abgebildeten Spektren nicht zu erkennen. Das Zustandekommen der Absorptionslinie bei  $1,35 \mu\text{m}$  bedarf daher weiterer Erläuterung.

Die relativ gute Übereinstimmung der Messdaten mit den berechneten Übergangswellenlängen in Abb. 7.17 weist auf die Bedeutung von Segregations- bzw. Diffusionsprozessen in dünnen AlAsSb/GaInAs Quantenfilmen hin. Darauf deuten ebenfalls die relativ großen Halbwertsbreiten der Absorptionslinien hin. Beispielhaft ist in Abb. 7.17 b) das Intersubband-Absorptionsspektrum eines 9 ML dicken modulationsdotierten ( $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ) 50-fachen AlAsSb/GaInAs QWs aufgetragen. Die Linienbreite ergibt sich zu 140 meV. Eine Tendenz zu zunehmenden Linienbreiten (etwa von 100 bis 150 meV) mit abnehmender Quantenfilmdicke ist zu beobachten, was sich wiederum durch Interdiffusionsprozesse an den Grenzflächen erklären lässt. Es ist davon auszugehen, dass Wachstumsparameter wie das Gruppe V zu Gruppe III Flussverhältnis, Si Dotierung<sup>149</sup>, Wachstumsrate und Temperatur die Segregation von In und/oder Diffusion von Sb stark beeinflussen und sich hieraus die Streuung der Messwerte in Abb. 7.17 a) erklärt. Als weiteren Prozess, der die Epitaxie von abrupten Grenzflächen in AlAsSb/GaInAs Heterostrukturen erschweren könnte aber bisher in diesem Materialsystem nicht untersucht wurde, ist die Segregation von Sb zu nennen. Diese wurde in Ga(As)Sb/GaAs Heterostrukturen mit einem charakteristischen Parameter von  $R = 0,76\text{-}0,80$  nachgewiesen, wobei eine zunehmende Tendenz zur Segregation von Sb mit erhöhtem V/III Flussverhältnis und erniedrigter Wachstumstemperatur festgestellt wurde<sup>290-293</sup>.

Für die theoretische Behandlung von Intersubbandübergängen in dünnen AlAsSb/GaInAs Quantenfilmen ist die Berücksichtigung von nicht-parabolischen Dispersionsbeziehungen unverzichtbar. Dies verdeutlicht die graue gestrichelte Linie in Abb. 7.17, die sich aus Berechnungen mit parabolischer Näherung ergibt und eine große Diskrepanz sowohl zu den Messwerten, als auch zu den 8 Band  $k \cdot p$  Berechnungen aufweist.

Eine Möglichkeit, kürzere Intersubbandübergangswellenlängen zu ermöglichen, ohne die Dicke der Quantenfilme weiter zu reduzieren, ist in der Kopplung mehrerer Quantenfilme gegeben. Dies wird in der Abb. 7.18 verdeutlicht. Dort wird beispielhaft ein einzelner 8 ML dicker GaInAs/AlAsSb Quantenfilm im linken Teil der Abbildung einem gekoppelten symmetrischen Doppelquantenfilm (DQW) im rechten Teil gegenübergestellt. Der DQW besteht aus zwei ebenfalls 8 ML dicken Quantenfilmen, die durch eine 3 ML dicke AlAsSb Barriere voneinander getrennt werden. Die Kopplung bewirkt eine Aufspaltung der Energieniveaus und mehrere Intersubbandübergänge werden möglich. Im Beispiel wären die Übergänge 1-2, 1-4 und 2-3 erlaubt, d.h. dass die entsprechenden Übergangsmatrixelemente nicht vernachlässigbar gering

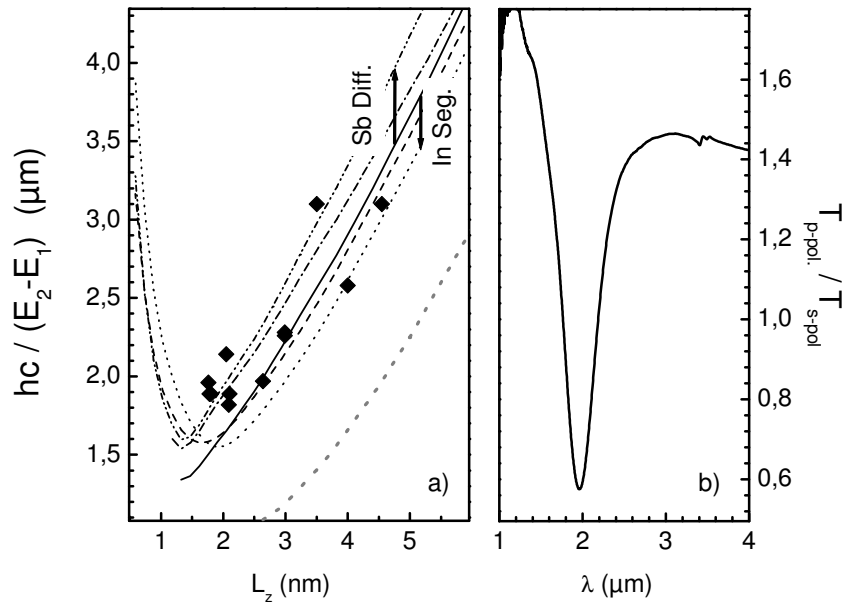


Abbildung 7.17: a): Maxima der Intersubbandabsorption vom ersten zum zweiten Leitungssubband in Abhängigkeit von der Quantenfilmdicke von AlAsSb/GaInAs Mehrfachquantenfilmstrukturen bei Raumtemperatur. Die graue gestrichelte Linie ergibt sich aus Berechnungen mit parabolischer Näherung. Die durchgezogene schwarze Linie entspricht 8 Band  $k \cdot p$  Berechnungen unter der Annahme abrupter Grenzflächen. Jeweils zwei weitere Linien ergeben sich für Berechnungen unter Berücksichtigung von Sb Diffusion und In Segregation unterschiedlicher Stärke ( $R = 0,85$  und  $0,95$ ). b): Intersubband-Absorptionsspektrum eines 9 ML dicken modulationsdotierten ( $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} / \text{QW}$ ) 50-fachen AlAsSb/GaInAs QWs.

sind. Im Vergleich mit dem einzelnen Quantenfilm, ist durch die Kopplung im DQW ein Übergang mit deutlich kürzerer Übergangswellenlänge gegeben (im Beispiel  $1,54 \mu\text{m}$  gegenüber  $1,84 \mu\text{m}$  im SQW), ohne die Quantenfilmdicke zu reduzieren.

Diverse symmetrische und asymmetrische DQW Strukturen wurden mit variierenden Dotierkonzentrationen und unterschiedlichen Grenzflächenschichten epitaktisch abgeschieden, um den Einfluss von Segregation und Diffusion durch den Vergleich von Messdaten und Berechnungen abschätzen zu können. Die Messungen erfolgten an prismaförmig (Prismawinkel  $38^\circ$ ) polierten Proben. Die aus  $k \cdot p$  Rechnungen resultierenden Absorptionsspektren wurden mit einer Transfermatrixmethode weiter bearbeitet, um die Transmission durch das Probenprisma zu simulieren. Hierbei wurde die un-

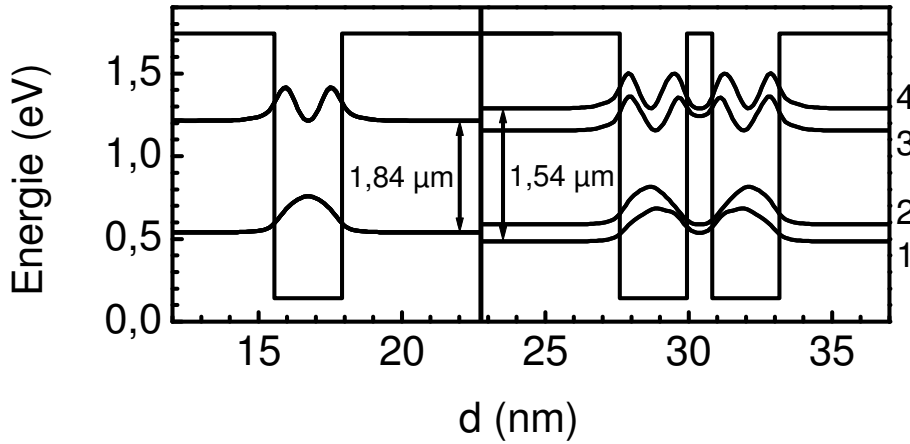


Abbildung 7.18: links: Subbandniveaus und quadrierte Wellenfunktionen in einem 8 ML dicken GaInAs/AlAsSb Quantenfilm. rechts: Aufspaltung der Subbandniveaus durch Kopplung zweier Quantenfilme, getrennt durch eine 3 ML dünne AlAsSb Barriere.

terschiedliche Stärke der Absorption in Richtung Wachstumsrichtung gegenüber der Richtung parallel zu den Epitaxieschichten der Probe berücksichtigt. Außergewöhnliche elektromagnetische Wellen (E Vektor steht nicht senkrecht auf den Wellenvektor), wie sie in einem uniaxialen Medium auftreten können<sup>294</sup>, wurden hierbei jedoch nicht berücksichtigt.

Abb. 7.19 zeigt den Vergleich vom gemessenen Verhältnis der Transmission von p- zu s-polarisiertem Licht (jeweils im unteren Teil) zu berechneten Spektren (im oberen Teil). Im linken Teil werden MQW Strukturen verglichen, die sich hauptsächlich durch das Einbringen von AlAs Grenzflächenschichten unterscheiden. Die genaue Struktur der Proben lässt sich Tab. C.13 entnehmen. Im rechten Teil werden Messergebnisse und Simulationen von DQW Strukturen dargestellt, die sich durch die Dicke der inneren Barriere unterscheiden. Der Schichtenaufbau dieser Proben ist in Tab. C.14 aufgelistet. Alle Rechnungen wurden mit einem Verbreiterungsparameter von  $\Delta b = 9$  meV berechnet, der sich durch die Angleichung an die Absorptionslinie des  $1 \rightarrow 2$  Übergangs bei ca. 0,17 eV ergab. Im oberen Teil der Abb. 7.19 werden Absorptionsspektren verglichen, die unter Berücksichtigung abrupter Grenzflächen, der Segregation von In, der Diffusion von Sb und schließlich unter Berücksichtigung der In Segregation plus Sb Diffusion berechnet wurden. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden diese Spektren um jeweils den Wert 1 im Transmissionsverhältnis verschoben. Für die separate In Segregation und

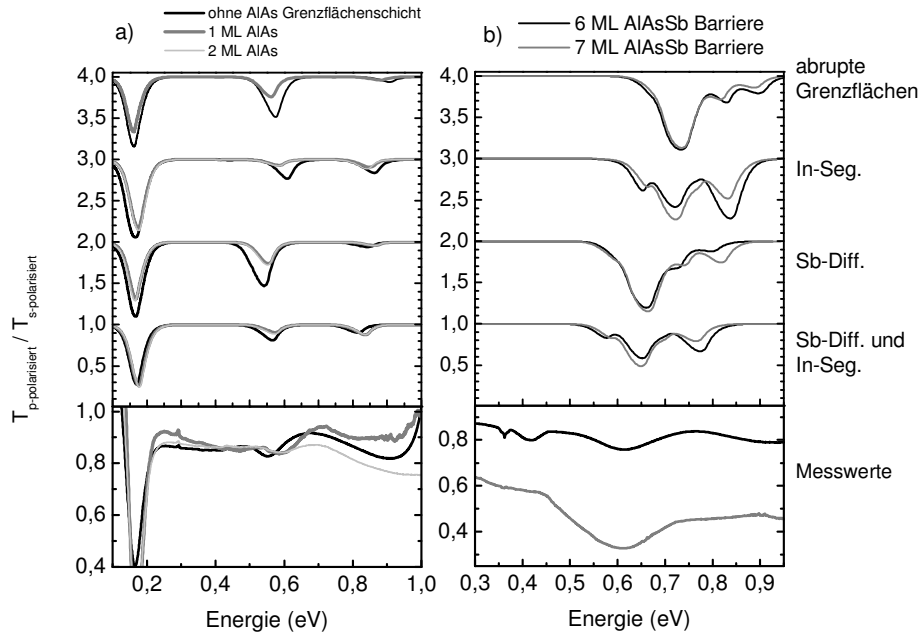


Abbildung 7.19: Vergleich von Messungen (unterer Teil) und Berechnungen (oberer Teil) der Transmission dreier Doppelquantenfilmstrukturen, die sich durch den Aufbau der Grenzflächen unterscheiden in a) und zweier Doppelquantenfilmstrukturen, die sich durch die Dicke der mittleren Barrierenschicht unterscheiden in b). Aufgetragen sind jeweils das Verhältnis von p-polarisierter zu s-polarisierter Transmission durch eine prismaförmig polierte Probe. Die genauen Schichtenfolgen der Proben können den Tab. C.13 (a) und Tab. C.14 (b) entnommen werden. Die berechneten Spektren sind aus Gründen der Übersichtlichkeit jeweils um den Wert 1 im Transmissionsverhältnis verschoben.

Sb Diffusion wurde bei der Kalkulation der Profile jeweils ein charakteristischer Parameter von  $R = 0,75$  verwendet. Für den kombinierten Effekt aus Sb Diffusion und In Segregation wurde jeweils der Wert  $R = 0,69$  verwendet, der der effektiven Grenzflächenrauigkeit ( $d = 0,8$  nm) aus Abschnitt 7.3.1 entspricht.

Der Vergleich der Messungen und Rechnungen der verschiedenen DQW Proben in Abb. 7.19 lässt auf die folgenden Zusammenhänge schließen:

- Gegenüber den Berechnungen der DQW Strukturen, die auf abrupten Grenzflächen basieren, sind die gemessenen Absorptionslinien zum einen rotverschoben und zum anderen geringer in der Intensität. Während die Rotverschiebung durch die Diffusion von Sb simuliert werden

kann, kann die beobachtete geringe Intersubbandabsorption (im Energiebereich über 0,2 eV) in der Rechnung durch die Segregation von In angepasst werden. Die beste Übereinstimmung zu den Messungen beider Probenserien wird durch die Annahme von gleichzeitiger In Segregation und Sb Diffusion erreicht. Im folgenden werden daher diese Berechnungen mit den Messdaten verglichen.

- Betrachtet man speziell die Probenserie im linken Teil der Abbildung, die sich durch den Aufbau der Grenzflächen unterscheiden, wird deutlich, dass sowohl in den Messungen, als auch in den berechneten Spektren, der Einbau einer Monolage AlAs an den Grenzflächen zu einer geringen Blauverschiebung führt, der Einbau von zwei Monolagen jedoch keine weitere Verschiebung bedingt. Aufgrund der Übereinstimmung von Rechnung und Messung kann davon ausgegangen werden, dass AlAs Zwischenschichten unter den gegebenen Wachstumsbedingungen nicht als Diffusions- oder Segregationsbarrieren betrachtet werden können, sondern lediglich als “Opferschichten“ für segregiertes In oder diffundiertes Sb anzusehen sind.
- Bezüglich der zwei Proben, die dem rechten Teil der Abbildung zugrunde liegen, wird beobachtet, dass die unterschiedlichen Dicken der inneren Barriere von 6 und 7 ML keinen deutliche Verschiebung der Absorptionslinien, weder in den Messungen noch in den berechneten Transmissionsverhältnissen, verursachen. Aufgrund der energetisch hohen AlAsSb Barriere ( $\Delta E_{LB} = 1,6 \text{ eV}$ ) sind beobachtbare Verschiebungen aufgrund von Kopplungseffekten erst bei dünneren Barrieren zu erwarten.

Diesen Betrachtungen folgend, kann festgehalten werden, dass im AlAsSb/GaInAs Materialsystem Diffusions- bzw. Segregationsprozesse die Intersubbandabsorption dünner Quantenfilme maßgeblich prägen. Eine diffusionshemmende Wirkung von AlAs Zwischenschichten konnte nicht festgestellt werden. Dennoch bewirken sie aufgrund der Potentialveränderung eine Blauverschiebung. Hierbei muss berücksichtigt werden, dass die durch den Einbau von AlAs verursachten hohen Verspannungen in benachbarten Schichten kompensiert werden müssen.

In den obigen Berechnungen wurden laterale Inhomogenitäten der Quantenfilmdicken nicht berücksichtigt. Es ist davon auszugehen, dass aufgrund der geringen Dicke der betrachteten Quantenfilme Monolagen Fluktuationen zu einer deutlichen zusätzlichen Verbreiterung führen und damit die berechneten Spektren noch besser mit den Messdaten übereinstimmen würden. Intersubbandabsorption im Wellenlängenbereich von  $\lambda \leq 1,55 \mu\text{m}$  ist durch die

Kopplung von Quantenfilmen realisierbar.

Es ist davon auszugehen, dass Durchmischungseffekte durch Optimierung der Wachstumsparameter noch effektiver unterdrückt werden können. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus Abschnitt 7.2 sind folgende Maßnahmen als erfolgversprechend einzustufen:

- Reduktion der Wachstumstemperatur, um die Segregation von In zu unterdrücken<sup>289</sup>
- Erhöhung der Wachstumsrate von GaInAs, bzw. Reduktion des Gruppe-V zur Gruppe-III Flussverhältnisses; evtl. Wachstum von GaInAs mit Gruppe-III stabilisierten Oberflächen<sup>295</sup>
- Wachstumsunterbrechungen an jeder Grenzfläche mit kurzfristige Erhöhung der Substrattemperatur nach dem Abscheiden einer GaInAs Schicht<sup>283</sup>, um segregiertes In zu desorbieren.

Diese Maßnahmen sind auf die Optimierung der Abruptheit der Grenzflächen ausgerichtet. Es ist davon auszugehen, dass nicht alle Maßnahmen einen positiven Einfluss auf die Homogenität der Zusammensetzung von AlAsSb und auf die Defektdichte haben. Wachstumsunterbrechungen werden für Vielschichtsysteme nicht praktikabel sein. Daher wird es je nach Anwendung notwendig sein, einen optimalen Kompromiss zu finden.

## 7.4 Diskussion

In den vorangegangenen Abschnitten wurde dargestellt, dass eine gute Kontrolle von Wachstumsraten und Zusammensetzungen von AlAsSb/GaInAs Heterostrukturen mittels Molekularstrahlepitaxie erreicht wurde. Photolumineszenzspektren, die in Abhängigkeit von der Temperatur und der Anregungsleistung gemessen wurden, setzen sich aus zwei unterschiedlichen Anteilen zusammen, die sich zum einen durch die strahlende Rekombination freier Exzitonen und zum anderen durch die Rekombination an lokale Potentialminima gebundener Exzitonen erklären lassen. Aus diesen Messungen konnten charakteristische Größen abgeleitet werden, die die Qualität der Grenzflächen von AlAsSb/GaInAs Quantenfilmstrukturen beschreiben und den Vergleich von Strukturen, die unter unterschiedlichen Wachstumsbedingungen hergestellt wurden, erlaubten. Dadurch konnte der Einfluss von Wachstumstemperatur, V/III Flussverhältnis und die Dauer von Wachstumsunterbrechungen an den Grenzflächen auf die Grenzflächenbeschaffenheit erläutert werden. Intersubbandabsorptionsmessungen an Vielfachquantenfilmstrukturen ergaben eine minimale Übergangswellenlänge von ca.  $1,8\ \mu\text{m}$ , deren Begrenzung durch

die Diffusion von Sb und Segregation von In erklärt werden konnte. Interband Übergangswellenlängen im Bereich von  $1,55\ \mu\text{m}$  wurden mittels gekoppelter Doppelquantenfilmstrukturen realisiert. Auch bei diesen Strukturen konnte der Vergleich von Absorptionsspektren mit  $k \cdot p$  Näherungsrechnungen den dominanten Einfluss von Grenzflächenfluktuationen belegen. Basierend auf dem AlAsSb/GaInAs Materialsystem wurden bisher Quantenkaskadenlaser am Fraunhofer Institut für Angewandte Festkörperphysik, Freiburg und an der University of Sheffield (UK) realisiert. Die dort erreichten Emissionswellenlängen bewegen sich im Bereich von  $4,9$  bis  $3,8\ \mu\text{m}$ <sup>115,184–194,296</sup>. Im Rahmen dieser Arbeit wurden AlAsSb/GaInAs MQW Strukturen bezüglich Anwendungen bei kürzeren Wellenlängen (bis  $1,55\ \mu\text{m}$ ) untersucht. Aus dieser Vorgabe resultieren in Bezug auf QCLs die folgenden kritischen Anforderungen:

- Kurze Emissionswellenlängen erfordern in einer QCL Struktur dünnste Schichten ( $< 1\ \text{nm}$ ). Angesichts der diskutierten Grenzflächenfluktuationen ist es schwierig abzuschätzen, inwieweit QCL Konzepte tatsächlich zum Erfolg führen.
- Die Emissionswellenlänge ist nicht nur durch die Leitungsbanddiskontinuität am  $\Gamma$ -Punkt beschränkt. Vielmehr muss beim Entwurf einer QCL Struktur darauf geachtet werden, dass im  $k$ -Raum Elektronen nicht in das X oder L Tal gestreut werden können<sup>297</sup>.
- Die für QCL Strukturen häufig benutzte Führung der optischen Mode durch dotierte Mantelschichten wird für abnehmende Wellenlängen durchlässig (vgl. Anhang B). Für kurzwellige AlAsSb/GaInAs QCL Strukturen kommen daher nur AlAsSb Mantelschichten in Frage, die relativ hoch dotiert werden müssen, um hohe Ströme zu ermöglichen.
- Die einer kurzen Wellenlänge entsprechende hohe Energiedifferenz muss von einer aktiven Zone zur nächsten über das angelegte elektrische Feld ausgeglichen werden und resultiert entweder in einer hohen angelegten Spannung und damit verbunden einer hohen Wärmeentwicklung oder aber in weit ausgedehnten Injektorzonen, wodurch wiederum die mögliche Anzahl an Kaskaden reduziert wird.

Ein vielversprechendes alternatives Materialsystem für Quantenkaskadenlaser mit einer Emissionswellenlängen von ungefähr  $2,5\ \mu\text{m}$  stellt AlAsSb/GaAs dar. Der Vergleich von äquivalenten QCL Strukturen im AlAsSb/GaInAs und AlAsSb/GaAs Materialsystem in Abb. 7.20 veranschaulicht die folgenden Zusammenhänge:

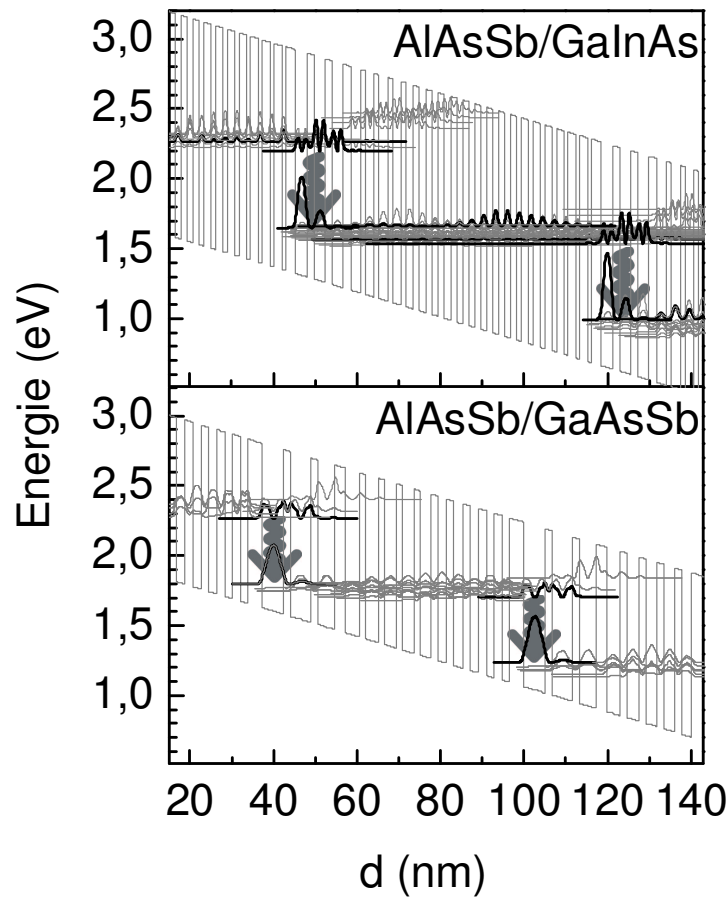


Abbildung 7.20: Vergleich von äquivalenten QCL Strukturen der Materialsysteme AlAsSb-GaInAs (oben) und AlAsSb-GaAsSb (unten). In beiden Fällen beträgt die Emissionswellenlänge ca.  $2,5 \mu\text{m}$  und die Feldstärke  $90 \text{ kV/cm}$ .

1. Die geringere effektive Elektronenmasse von GaAsSb gegenüber GaInAs<sup>15</sup> erlaubt dickere Quantenfilme bei gleicher Energiedifferenz von Subbandniveaus (vgl. auch Abb. 7.2).
2. Eine geringere Leitungsbanddiskontinuität erlaubt im Vergleich zu einer höheren Diskontinuität dickere Barrieren, ohne die Tunnelwahrscheinlichkeit zu erniedrigen.

Aufgrund dieser Zusammenhänge kann im Vergleich zu einem AlAsSb/ GaInAs QCL ein entsprechender QCL im AlAsSb/GaAsSb Materialsystem entwickelt werden, der aus weniger und dickeren Schichten besteht. Bezüglich der Epitaxie von AlAsSb/GaAsSb Heterostrukturen ist anzumerken, dass durch Anpassung der Wachstumsraten es möglich ist, beide Materialien gitterange-



passt an InP abzuscheiden, ohne die Gruppe V Flüsse variieren zu müssen. Außerdem ist nicht zu erwarten, dass Interdiffusionsprozesse, wie sie für das Materialsystem AlAsSb/GaInAs diskutiert wurden, die Grenzflächenqualität beeinflussen.

Für die Anwendung von Vielfachquantenfilm Strukturen als schneller sättigbarer Absorber in optischen Bauelementen für die fasergestützte Kommunikation ist das Materialsystem AlAsSb/GaAsSb jedoch nicht geeignet, da die Leitungsbanddiskontinuität für eine Intersubbandwellenlänge von  $1,55\text{ }\mu\text{m}$  nicht ausreicht.

# Kapitel 8

## Zusammenfassung

Es wurden neue Materialien (LT Halbleiter) und neue Übergangsszenarien (Intersubband-Übergänge) in auf InP basierenden Materialsystemen auf ihre Anwendbarkeit in ultraschnellen photonischen Elementen hin untersucht. GaInAs Volumenschichten und GaInAs/AlInAs MQW Strukturen können in guter kristalliner Qualität bei Wachstumstemperaturen von 550 bis 100°C abgeschieden werden. Elektrische und optische Eigenschaften sind in einem mittleren Bereich der Wachstumstemperatur bei ca.  $T_g \approx 400^\circ\text{C}$  von tiefen Störstellen in den AlInAs Barrieren bestimmt, welche zu niedrigen Konzentrationen freier Ladungsträger und zu einer verglichen mit Standard Proben schnellen Erholung der differentiellen Absorption führen. Bei niedrigen Wachstumstemperaturen wird der Einfluss von Zuständen nahe der Leitungsbandkante von GaInAs dominant, die auf den Einbau von Überschuss As als  $\text{As}_{III}$  Punktdefekte in den Kristall zurückzuführen sind. Aufgrund der geringen Energiedifferenz dieser LT-Zustände zur Leitungsbandkante ( $E_A \approx 30$  meV) sind sie bei Raumtemperatur teilweise ionisiert und haben eine hohe Konzentration freier Elektronen zur Folge.

Thermisches Ausheilen von LT GaInAs Volumenschichten und LT GaInAs/AlInAs MQW Strukturen hat zur Folge, dass eine Umverteilung des Überschuss As von Punktdefekten zu As Cluster stattfindet. Diese Umverteilung ist, unabhängig davon, ob die LT Halbleiter Schichten zug- oder kompressivverspannt sind, mit einer Reduktion der Gitterkonstanten verbunden. Statistische spektrale Transmissionsmessungen an unbehandelten nominell undotierten LT Proben zeigen, dass aufgrund der LT Zustände einerseits und der hohen Konzentrationen freier Elektronen andererseits die Absorptionskanten von LT Proben im Vergleich zu Absorptionskurven von Standardproben deutlich aufgeweicht sind. Bei Be dotierten unbehandelten LT Proben wird eine nur partielle elektrische Aktivierung beobachtet und Hall Messungen an solchen Proben zeigen trotz p Dotierung n-typ Leitfähigkeit. Eine Elek-

---

trische Aktivierung von Be lässt sich durch Tempern der Proben erreichen. Zum einen kann dieser Zusammenhang durch ein Kompensationsmodell erklärt werden und zum anderen durch die Annahme, dass Be während der LT Epitaxie auf Zwischengitterplätzen eingebaut wird und erst aufgrund der Umverteilung von Überschuss As während des Temperns Gruppe-III Gitterplätze einnehmen kann. Der Vergleich von statischen Transmissionsspektren und von zeitaufgelösten Messungen der differentiellen Transmission an unbehandelten und ausgeheilten Proben lässt ferner darauf schließen, dass eine Be Dotierung die Umverteilung von Überschuss As während des Temperns erschwert.

Der zeitliche Verlauf der differentiellen Transmission von unbehandelten nominell undotierten LT MQW Proben ist zum einen durch einen schnellen Einfang angeregter Elektronen in LT Zustände ( $\tau \approx 10$  ps) und der langsamen Rekombination dieser eingefangenen Elektronen mit Löchern des Valenzbandes ( $\tau \approx 100$  ns) gekennzeichnet. Das Abklingverhalten der differentiellen Transmission ist neben der Wachstumstemperatur von der Anregungswellenlänge und Anregungsintensität abhängig. Mit abnehmender Anregungswellenlänge lässt sich aufgrund von thermalisierenden Ladungsträgerverteilungen eine schnellere Erholung der Absorption beobachten und die Sättigung von LT Zuständen bei hohen Anregungsdichten führt zu erhöhten Abklingzeiten. Die Abhängigkeit der maximalen Transmissionsänderung von der Anregungswellenlänge kann auf entsprechende Ladungsträgerverteilungen zurückgeführt werden. Be Dotierung führt zu einer Absenkung des Fermi Niveaus gegenüber nominell undotiertem LT GaInAs und ist mit einer Erhöhung der Dichte unbesetzter LT Zustände verbunden, was einen ultraschnellen Einfang von angeregten Elektronen ermöglicht. Zeitkonstanten im Bereich von 1 bis 2 ps bei ausgeheilten Be dotierten Proben, bzw. im Bereich von einigen Hundert Femtosekunden bei unbehandelten Be dotierten Proben konnten realisiert werden. Messungen der differentiellen Transmission mit zusätzlicher Dauerstrichanregung sowie Messungen mit zwei kurz aufeinander folgenden Anregepulsen belegen das Potential von Be dotierten unbehandelten LT GaInAs/AlInAs MQW Strukturen für die Verwendung in optischen Schaltern mit Schaltfrequenzen in der Größenordnung von 1 Tbit/s. Tempern dieser Be dotierten LT MQW Strukturen erhöht die differentielle Transmission um ungefähr einen Faktor 3, reduziert aber die maximal möglichen optische Schaltfrequenzen auf ungefähr 250 Gbit/s.

Messungen der spannungsinduzierten differentiellen Transmission wurden an Quantenkaskadenlasern im laufenden Betrieb erfolgreich realisiert. Um die Messergebnisse interpretieren zu können, wurden Lasermode, Wärmeverteilung, laterale Stromdichte, Prismentransmission und die Interbandabsorption der untersuchten QCLs näherungsweise berechnet. Die differentielle Trans-

mission ließ sich aufgrund dieser Berechnungen vor allem auf die Auswirkung des elektrischen Feldes auf die Lage der Energieniveaus im Leitungs- und Valenzband zurückführen. Dagegen ist die Auswirkung der Erwärmung aufgrund der Strompulse und der Effekt unterschiedlicher Ladungsträgerverteilungen auf die Transmission zu vernachlässigen. Basierend auf den Erfahrungen, welche durch die erstmalige Durchführung der Messung der spannungsinduzierten Transmissionsänderung von QCLs im gepulsten Betrieb gewonnen wurden, wurden experimentelle Konzepte entwickelt, die Ladungsträgerverteilungen von QCLs im laufenden Betrieb experimentell zugänglich machen. AlAsSb/GaInAs MQW Strukturen ermöglichen potentiell eine Verschiebung der Intersubband Übergangswellenlänge in Richtung  $1,55 \mu\text{m}$ . Folglich sollten hiermit sowohl schnelle Intersubband Emitter (QCLs) als auch optische Schaltelemente realisierbar sein. Eine gute Kontrolle von Wachstumsraten und Zusammensetzungen von AlAsSb/GaInAs Heterostrukturen wurde mittels Molekularstrahlepitaxie erreicht. Anhand von Hall Messungen, temperatur- und intensitätsabhängigen PL Messungen und spektralen Transmissionsmessungen bei Raumtemperatur wurde der Einfluss von Wachstumsparameter auf die Grenzflächenbeschaffenheit von MQW Strukturen bestimmt.  $k \cdot p$  Näherungsrechnungen ermöglichten, den Einfluss von In Segregation und Sb Diffusion auf die Intersubbandabsorption zu untersuchen und die bei AlAsSb/GaInAs MQW Strukturen experimentell beobachtete minimale Übergangswellenlänge von ca.  $1,8 \mu\text{m}$  zu erklären. Intersubband Übergangswellenlängen im Bereich von  $1,55 \mu\text{m}$  wurden mittels gekoppelter Doppelquantenfilmstrukturen realisiert. Das Potential der Materialsysteme AlAsSb/GaInAs und AlAsSb/GaAsSb hinsichtlich der Realisierung von kurzwelligen QCLs wurde anhand von Entwürfen für QCL Schichtenfolgen mit einer Emissionswellenlänge von  $\lambda = 2,5 \mu\text{m}$  diskutiert.

## Anhang A

# Besetzungsstatistik von Störstellen

Für den Fall, in dem Störstellenband und Leitungsband keinen Überlapp haben, wird der Anteil an ionisierten Donatoren ( $N_{D^+}/N_D$ ) bestimmt von deren energetischen Lage ( $E_D$ ) und dem Fermi-niveau ( $E_F$ ) durch<sup>298</sup>:

$$\frac{N_{D^+}}{N_D} = \frac{1}{1 + g_D \cdot \exp \frac{E_F - E_D}{k_B T}} \quad (\text{A.1})$$

$g_D$  = Spinfaktor

Der Spinfaktor für Donatorenelektronen bei Raumtemperatur beträgt 2. Bei tiefen Temperaturen muss ferner der Energieunterschied von Triplet und Singlet Zuständen der Störstellen berücksichtigt werden.

Aufgrund der Bedingung der Ladungsneutralität des Halbleiter kann die Fermi Energie ( $E_F$ ) in n-typ Volumenmaterial bestimmt werden durch:

$$N_{D^+} \approx n = \int_{E_C}^{\infty} D_C(E) \cdot f(E) dE \quad (\text{A.2})$$

$$\begin{aligned} D_C(E) &= \text{Zustandsdichte im Leitungsband} \\ &= \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_e}{\hbar^2} \right) \sqrt{E - E_C} \\ f(E) &= \text{Fermiverteilung} \\ &= \frac{1}{1 + \exp \left( \frac{E - E_F}{k_B T} \right)} \end{aligned}$$

Das Integral in Gleichung (A.2) ergibt:

$$n = N_C F_{1/2} \left( \frac{E_F - E_C}{k_B T} \right) \quad (\text{A.3})$$

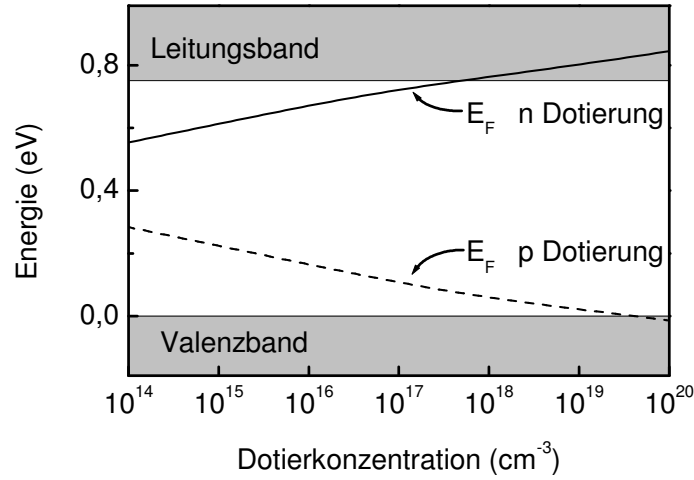


Abbildung A.1: Verlauf der Fermi Energie in GaInAs für n Dotierung ( $E_C - E_D = 2.8 \text{ meV}$ ) und p Dotierung ( $E_A - E_V = 19 \text{ meV}$ )

$$\begin{aligned}
 N_C &= \text{effektive Zustandsdichte im Leitungsband} \\
 &= 2 \left( \frac{m_e k_b T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \\
 F_{1/2}(x) &= \text{Fermi Integral der Ordnung } 1/2 \\
 &\approx \frac{1}{e^{-x} + \frac{3}{4} \sqrt{\pi} (x^4 + 50 + 33.6x \cdot [1 - 0.68 \exp(-0.17(x+1)^2)])}^{-\frac{3}{8}}
 \end{aligned} \tag{A.4}$$

Der Fehler der Näherung in Gl. (A.4) ist im gesamten Bereich kleiner als  $0,004^{299}$ .

Der Verlauf der Fermi Energie in Abhängigkeit von der Dotierkonzentration ist in Abb. (A.1) für n- und p-typ GaInAs bei Raumtemperatur dargestellt. Für den Fall, dass sowohl Donatoren als auch Akzeptoren berücksichtigt werden müssen, ergeben sich der Anteil der ionisierten Akzeptoren ( $N_A^-/N_A$ ) und die Konzentration an freien Löchern ( $p$ ) aus den Gleichungen A.1 und A.2 entsprechenden Zusammenhängen.

$$p + N_D^+ = n + N_A^- \tag{A.5}$$

Aus der Bedingung der Ladungsneutralität (Gl. A.5) kann die Fermi Energie numerisch bestimmt werden und diese bestimmt wiederum die Konzentrationen an freien Ladungsträger und den jeweiligen Anteil an ionisierten Störstellen.

## Anhang B

### Modenspektrum eines QCLs

Neben den bereits diskutierten potentiellen Auswirken der angelegten Spannung und der Anregung durch den Abtastlaser auf die Messung der differentiellen Transmission, ist außerdem vorstellbar, dass die QCL eigene Laserstrahlung die Messergebnisse beeinflusst. Gerade für die Interpretation der lateralen Scans der differentiellen Transmission (Abb. 6.5) könnte es ausschlaggebend sein, ob sich die lateralen Lasermode auch noch außerhalb der Laserstreifen fortsetzen. Wie bereits in 6.1 erläutert, unterscheiden sich die beiden untersuchten QCL Strukturen nicht nur in der Verwendung von gitterangepassten bzw. verspannten Materialien für die aktive Zone, sondern auch in der Strukturierung (Abb. 6.3). Bei Probe M1875 wurde die Führung von Laserstrahlung und Strom dadurch realisiert, dass die Bereiche außerhalb der Laserstreifen bis zum Substrat herunter geätzt wurden. Dagegen handelt es sich bei Probe C1186 über einen Index-geführten Laser, d.h. dass nur die obere Mantel-Schicht strukturiert wurde. Der daraus resultierende stufenförmige Verlauf des effektiven lateralen Brechungsindex ermöglicht die Führung der optischen Strahlung. Um Abschätzen zu können, wie gut das bei den hier untersuchten Proben funktioniert, werden die Brechungsindizes der QCL Halbleitermaterialien bei der Laseremissionswellenlänge von  $5\mu\text{m}$  und der Messtemperatur von 20K benötigt.

Da die untersuchten QCLs bei einer Wellenlänge emittieren, die energetisch weit unterhalb der fundamentalen Bandkante liegt, können die Brechungsindizes in Abhängigkeit von der Konzentration freier Elektronen ( $n_e$ ) in guter Näherung mittels klassischem Drude Modell berechnet werden<sup>300</sup>:

Demnach berechnet sich die Plasmafrequenz ( $\omega_p$ ) als Funktion von der Konzentration freier Elektronen zu:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e^*(n_e) \epsilon_0}} \quad \bar{\omega}_p = \frac{\omega_p}{\sqrt{\epsilon_\infty}} \quad (\text{B.1})$$

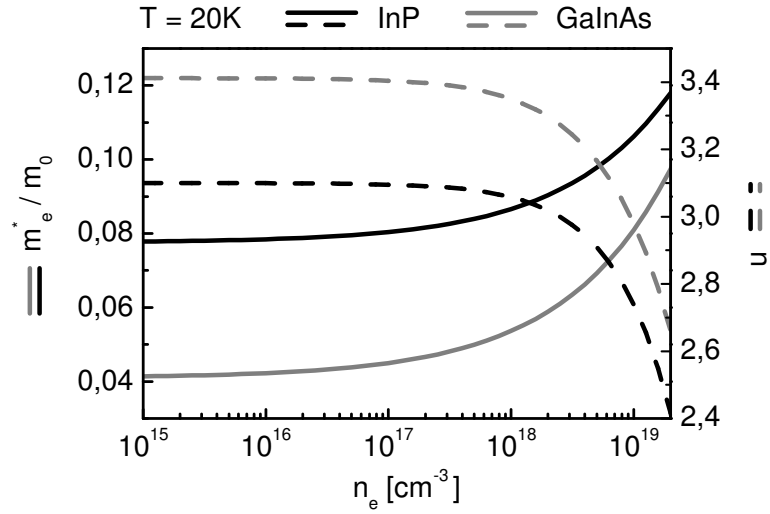


Abbildung B.1: *Effektive Elektronenmasse und Brechungsindex als Funktion der Ladungsträgerkonzentration*

Die Abhängigkeit der effektiven Elektronenmasse ( $m_e^*$ ) von der Ladungsträgerkonzentration ergibt sich aus der Nichtparabolität des Leitungsbandes<sup>301,302</sup> und wird in Abb. B.1 veranschaulicht.

Die Streurrate  $\tau^{-1}$  wird durch die Beweglichkeit der Elektronen ( $\mu$ ) und deren effektiven Masse bestimmt:

$$\tau^{-1} = \frac{e}{m_e^*(n_e)\mu(n_e)} \quad (\text{B.2})$$

Die dielektrischen Funktionen ergeben sich zu:

$$\epsilon_1(\omega) = \epsilon_\infty \left(1 - \frac{\bar{\omega}_p^2}{\omega^2 \eta}\right) \quad (\text{B.3})$$

$$\epsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2}{\omega^3 \eta \tau} \quad (\text{B.4})$$

$$\text{mit } \eta = 1 + \frac{1}{\omega^2 \tau^2} \quad (\text{B.5})$$

Aus  $\epsilon_1 = n^2 - k^2$  und  $\epsilon_2 = 2nk$  folgt für den Brechungsindex  $n$  und den Extinktionskoeffizient  $k$ :

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon(\omega) + \epsilon_1(\omega)}{2}} \quad (\text{B.6})$$



---


$$k = \sqrt{\frac{\epsilon(\omega) - \epsilon_1(\omega)}{2}} \quad (\text{B.7})$$

$$\text{mit } \epsilon(\omega) = \sqrt{\epsilon_1^2(\omega) + \epsilon_2^2(\omega)} \quad (\text{B.8})$$

$$(\text{B.9})$$

Die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Elektronenkonzentration ist in Abb. B.1 für InP und GaInAs dargestellt. Für den gitterangepassten QCL (C1186) ergeben sich die Brechungsindizes bei einer Temperatur von 20K zu den in Tab. B.1 aufgelisteten Werten. Da die Emissionswellenlänge wesentlich grösser ist als die einzelnen Schichtdicken in der aktiven Zone, kann der Brechungsindex für die aktive Zone über die Brechungsindizes der entsprechenden Einzelschichten gemittelt werden.

	$n_e [cm^{-3}]$	n
GaInAs	$1 \cdot 10^{17}$	3,40
InP	$7 \cdot 10^{18}$	2,84
InP	$2 \cdot 10^{17}$	3,09
aktive Zone	$7 \cdot 10^{16}$	3,28
$n_{effi}$		3.24
$n_{effo}$		3.20

Tabelle B.1: Brechungsindizes der Materialien des QCLs C1186 bei 5  $\mu\text{m}$  und 20K

Mit den berechneten Brechungsindizes lässt sich das Modenprofil der untersuchten QCLs berechnen. Im folgenden werden ausschließlich Moden mit einem E-Feld betrachtet, welches parallel zur Wachstumsrichtung verläuft. Mit  $D = 0,99\pi$  erfüllt diese Wellenleiterstruktur in dieser Richtung die Bedingung dafür, dass nur die fundamentale und keine Mode höherer Ordnung unterstützt wird<sup>303,304</sup>:

$$D = d \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} < \pi \quad (\text{B.10})$$

$n_1$  = Brechungsindex der Kernschichten

$n_2$  = Brechungsindex der Mantelschicht

$\lambda$  = Wellenlänge

$d$  = Dicke der Kernschichten

$$(\text{B.11})$$

Für die hier behandelten Experimente ist jedoch weniger das Modenprofil in Wachstumsrichtung sondern in der Orientierung parallel zu den Schichten

interessant, da die laterale Ausdehnung der Lasermoden Einfluss auf die laterale Scans der differentiellen Transmission haben könnte. Um abzuschätzen, wie viele laterale Moden von der Rippenwellenführung unterstützt werden, ist es hilfreich zunächst den effektiven Brechungsindex unter der Rippe ( $n_{effi}$ ) und außerhalb ( $n_{effo}$ ) zu ermitteln (s. Tab. B.1):

$$\begin{aligned} \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_{effi}^2} &= 2 \tan^{-1} \left( \sqrt{\frac{n_{effi}^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_{effi}^2} \frac{n_1^2}{n_2^2}} \right) \\ \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_{effo}^2} &= \tan^{-1} \left( \sqrt{\frac{n_{effo}^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_{effo}^2} \frac{n_1^2}{n_2^2}} \right) + \tan^{-1} \left( \sqrt{\frac{n_{effo}^2 - 1}{n_1^2 - n_{effo}^2} \frac{n_1^2}{1}} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

Ähnlich wie bei den transversalen Moden (Gl. B.11) lässt sich auch für die lateralen die Bedingung der Einmodigkeit bestimmen:

$$\begin{aligned} W &= w \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_{effi}^2 - n_{effo}^2} < \pi \\ w &= \text{Breite der Rippe} \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

Diese Bedingung ist in diesem Fall mit  $W = 6.2\pi$  nicht erfüllt. Ferner kann aus dieser Abschätzung geschlossen werden, dass diese Wellenleiterstruktur laterale Moden bis zur 6. Ordnung unterstützt. Entsprechende genaue Modenkalkulationen zeigen übereinstimmend, dass alle Moden bis einschließlich 5. Ordnung sehr gut durch die Rippenanordnung eingegrenzt werden. Ausdehnung in Bereiche außerhalb der Rippe sind erst ab der 6. Ordnung zu erwarten (Abb. B.2).

Hierbei wird jedoch nicht berücksichtigt, dass nur der Bereich unter der Rippe elektrisch gepumpt wird. In diesem Zusammenhang stellt der laterale Moden Confinement Faktor ( $\Gamma_L$ ) eine entscheidende Grösse dar:

$$\Gamma_L = \frac{\int_{-w/2}^{w/2} |\Psi|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi|^2 dx} \quad (\text{B.14})$$

Dieser Faktor ist in Abb. B.3 für die Rippendicke von  $30 \mu\text{m}$  dargestellt. Es wird deutlich, dass Moden bis 5. Ordnung relative gut im Bereich der Rippe lokalisiert sind und daher vor allem bei hohen Stromstärken mit lateraler Mehrmodigkeit gerechnet werden muss.

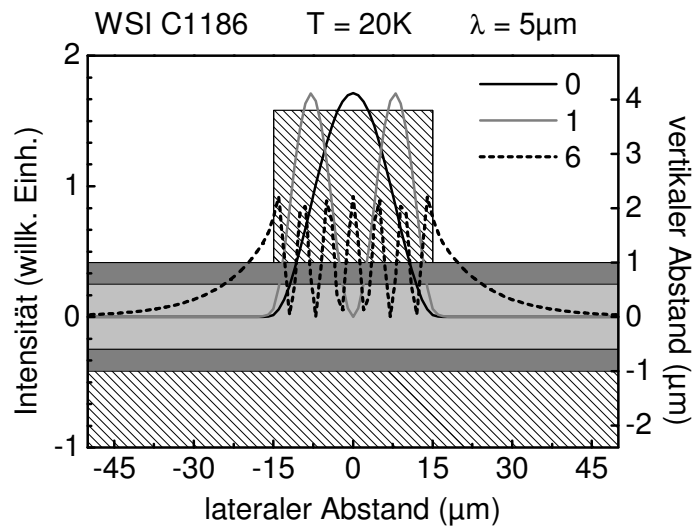


Abbildung B.2: *Laterales Modenprofil des QCLs C1186*

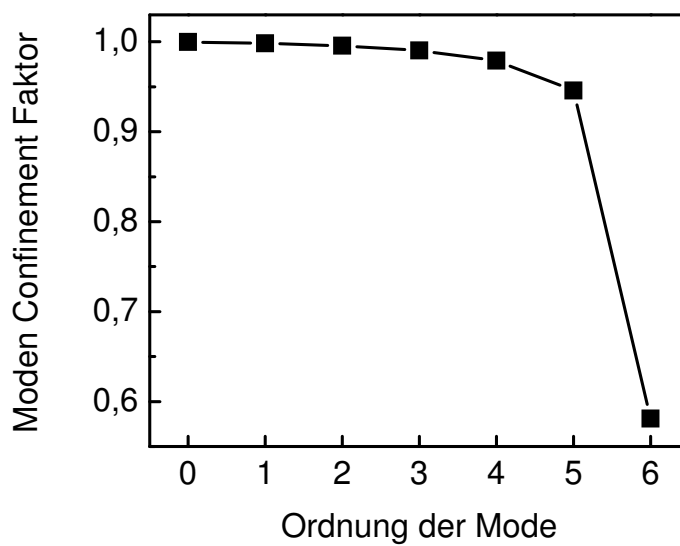


Abbildung B.3: *Lateraler Moden Confinement Faktor in Abhängigkeit von der Modenordnung*

# Anhang C

## Probenparameter

$T_g = 550^\circ C$ bis $100^\circ C$	
InP:Fe Substrat	
<b>1043 nm AlInAs</b> Puffer	
<i>5 s Wachstumsunterbrechung</i>	
<b>8.35 nm GaInAs</b>	$\rangle \times 100$
<i>5 s Wachstumsunterbrechung</i>	
<b>6.5 nm AlInAs</b>	
<i>5 s Wachstumsunterbrechung</i>	
<b>97 nm AlInAs</b>	

Tabelle C.1: *Schichtstruktur von Vielfach Quantenfilm Proben, die bei Wachstumstemperaturen von  $100^\circ C$  bis  $550^\circ C$  abgeschieden wurden*

---

	HHI31111 gitterangepasst	HHI13613 verspannungs- kompensiert
$T_g$ /°C	200 °C	200 °C
Pufferschicht	780 nm AlInAs	780 nm AlInAs
MQW (100 Perioden)	14,4 nm GaInAs ( $\Delta a/a = 87$ ppm) 6,9 nm AlInAs ( $\Delta a/a = 86$ ppm)	6,0 nm GaInAs ( $\Delta a/a = 11480$ ppm) 6,8 nm AlInAs ( $\Delta a/a = -8870$ ppm)
Deckschicht	100 nm AlInAs	100 nm AlInAs

Tabelle C.2: *Schichtparameter einer exakt gitterangepassten und einer verspannungskompensierten Vielfach Quantenfilm Probe.*

Material	Wachstumstemperatur	Be Konzentration	Schichtdicke
InP Substrat			
GaInAs	500°C	undotiert	200 nm
GaInAs:Be	500°C	$1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	500 nm
GaInAs	Abkühlen auf 200°C	undotiert	200 nm
GaInAs:Be	200°C	$1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	500 nm
GaInAs	200°C	undotiert	200 nm

Tabelle C.3: *Schichtstruktur HHI13539 zur Untersuchung des Be Einbaus in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur*

### C. Probenparameter

	$T_g$	Be Konz.	Dicke	
InP Substrat				
GaInAs	125°C	undotiert	20 nm	} x 40
GaInAs:Be	125°C	$1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	30 nm	

Tabelle C.4: Schichtstruktur HHI13662 zur Untersuchung des Einflusses der Be Dotierung auf die Gitterkonstante von LT-GaInAs

	HHI31118	HHI31117	HHI13408
$T_g / ^\circ\text{C}$	50 °C	100 °C	200 °C
Puffer	776 nm AlInAs	781 nm AlInAs	777 nm AlInAs
MQW	17,4 nm GaInAs	13,5 nm GaInAs	11,6 nm GaInAs
(100 x)	7,5 nm AlInAs	7,5 nm AlInAs	7,2 nm AlInAs
Deckschicht	100 nm AlInAs	100 nm AlInAs	100 nm AlInAs
	unbehandelt und bei 750 °C in einem MOCVD Reaktor ausgeheilt	unbehandelt und bei 750 °C in einem MOCVD Reaktor ausgeheilt	unbehandelt

Tabelle C.5: Schichtparameter der Proben, die mittels TEM untersucht wurden.

Nr.	Be-Konzentration ( $\text{cm}^{-3}$ )	Ladungsträgerdichte	
		unbehandelt ( $\text{cm}^{-3}$ )	ausgeheilt ( $\text{cm}^{-3}$ )
HHI31063	0	$n = 9,9 \cdot 10^{17}$	$n = 4,9 \cdot 10^{17}$
HHI31062	$9,3 \cdot 10^{16}$	$n = 1,0 \cdot 10^{17}$	$n = 1,5 \cdot 10^{17}$
HHI31069	$2,0 \cdot 10^{17}$	$n = 7,2 \cdot 10^{16}$	$n = 1,6 \cdot 10^{16}$
HHI31071	$4,6 \cdot 10^{17}$	$n = 1,1 \cdot 10^{17}$	$p = 4,3 \cdot 10^{17}$
HHI31072	$5,6 \cdot 10^{17}$	$n = 2,4 \cdot 10^{17}$	$p = 8,5 \cdot 10^{17}$

Tabelle C.6: Be Konzentrationen und Ladungsträgerdichten von LT GaInAs Volumenschichten ( $T_g = 200 ^\circ\text{C}$ ,  $d = 1 \mu\text{m}$ ). Die Proben wurden bei einer Temperatur von  $500 ^\circ\text{C}$  eine Stunde lang bei einem As Fluss von  $\text{BEP} = 1 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$  ausgeheilt.

Nr.	$d_{GaInAs} / d_{AlInAs}$ (nm)/ (nm)		$T_g$ (°C)	Ladungsträgerdichte unbehandelt (cm <sup>-2</sup> )   ausgeheilt (cm <sup>-2</sup> )	
HHI13410	12,7 nm GaIn <sub>0,556</sub> As 8,6 nm AlIn <sub>0,527</sub> As	x 100	200	n = 1,0·10 <sup>12</sup>	n = 2,2·10 <sup>11</sup>
HHI13412	13,0 nm GaIn <sub>0,533</sub> As 8,7 nm AlIn <sub>0,506</sub> As	x 100	200	n = 7,2·10 <sup>9</sup>	n = 9,8·10 <sup>8</sup>
HHI13598	11,7 nm GaIn <sub>0,520</sub> As 7,3 nm AlIn <sub>0,534</sub> As	x 60	500	-	n = 1,4·10 <sup>10</sup>
HHI13607	6,2 nm GaIn <sub>0,658</sub> As 7,1 nm AlIn <sub>0,390</sub> As	x 60	500	-	n = 4,1·10 <sup>9</sup>
HHI13613	6,0 nm GaIn <sub>0,668</sub> As 6,8 nm AlIn <sub>0,422</sub> As	x 100	200	-	n = 5,3·10 <sup>9</sup>

Tabelle C.7: Probenparameter von GaInAs /AlInAs MQWs. Proben, die bei  $T_g = 200^\circ C$  abgeschieden wurden, beinhalten ferner eine 780 nm dicke Pufferschicht und eine 100 nm Deckschicht aus AlInAs. Die Proben HHI13412 und HHI13613 sind in der MQW Region homogen mit Be ( $8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) dotiert.

$T_g = 550^\circ C$ (HHI30932)	$T_g = 150^\circ C$ (HHI31114)	
InP:Fe Substrat	InP:Fe Substrat	
<b>1040 nm AlInAs</b> Puffer	<b>816 nm AlInAs</b> Puffer	
5 s Wachstumsunterbrechung	5 s Wachstumsunterbrechung	
<b>11.1 nm GaInAs</b>	<b>13.3 nm GaInAs</b>	} $\times 100$
5 s Wachstumsunterbrechung	5 s Wachstumsunterbrechung	
<b>7.2 nm AlInAs</b>	<b>7.7 nm AlInAs</b>	
5 s Wachstumsunterbrechung	5 s Wachstumsunterbrechung	
<b>103 nm AlInAs</b>	<b>100 nm AlInAs</b>	

Tabelle C.8: Schichtstrukturen zweier vergleichbarer Vielfach Quantenfilm Proben, deren Oberflächen im AFM untersucht wurden (Abb. 5.23).

Nr.	$T_g$ (°C)	$d_{GaInAs}$ (nm)	$d_{AlInAs}$ (nm)	$n$ ( $\text{cm}^{-2}/\text{QW}$ )	$\rho$ ( $\Omega/\text{Fläche}$ )
HHI30940	550	8,6	6,7	$5,3 \cdot 10^9$	$3,2 \cdot 10^3$
HHI30941	500	8,4	6,5	$1,3 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^6$
HHI30942	450	7,7	7,1	$3,4 \cdot 10^7$	$2,3 \cdot 10^6$
HHI30944	400	7,8	6,1	$9,2 \cdot 10^7$	$3,3 \cdot 10^5$
HHI30954	350	8,5	6,6	$2,8 \cdot 10^9$	$9,5 \cdot 10^3$
HHI30947	300	8,5	6,6	$1,1 \cdot 10^{11}$	$2,2 \cdot 10^2$
HHI30948	250	8,2	6,4	$1,5 \cdot 10^{11}$	$1,7 \cdot 10^2$
HHI30950	200	8,3	6,5	$1,8 \cdot 10^{11}$	$1,7 \cdot 10^2$
HHI30956	150	8,9	6,9	$2,5 \cdot 10^{11}$	$1,4 \cdot 10^2$
HHI30958	100	8,8	6,9	$1,8 \cdot 10^{12}$	$5,9 \cdot 10^1$
HHI31106	278	11,7	7,8	$5,0 \cdot 10^{10}$	$7,7 \cdot 10^2$
HHI31111	210	11,0	6,9	$2,4 \cdot 10^{11}$	$1,3 \cdot 10^2$
HHI31112	185	13,0	7,5	$2,9 \cdot 10^{11}$	$9,3 \cdot 10^1$
HHI31104	159	11,9	6,8	$3,5 \cdot 10^{11}$	$1,0 \cdot 10^2$
HHI31115	150	10,1	6,8	$6,7 \cdot 10^{11}$	$9,0 \cdot 10^1$
HHI31121	100	14,4	7,3	$1,1 \cdot 10^{12}$	$3,9 \cdot 10^1$
HHI13664	500	15,1	7,7	$1,3 \cdot 10^{12}$ (Si)	$1,3 \cdot 10^1$

Tabelle C.9: *Probenparameter von 100-fachen, nominell undotierten Viel-fachquantenfilmstrukturen, die bei unterschiedlichen Wachstumstemperaturen abgeschieden wurden. Die MQWs wurden auf AlInAs Pufferschichten ( $d = 750\text{-}1050$  nm) abgeschieden und weisen eine AlInAs Deckschicht ( $d = 100$  nm) auf. Die Bestimmung der einzelnen Schichtdicken basiert auf den jeweiligen Wachstumsparametern und der Auswertung der Überstruktureflexe der XRD Spektren.*



HHI15023 (0 ML AlAs)	HHI15024 (1 ML AlAs)	HHI15022 (2 ML AlAs)
InP:Fe Substrat 1000 nm AlAsSb	InP:Fe Substrat 1000 nm AlAsSb	InP:Fe Substrat 1000 nm AlAsSb
<u>30x</u> 7,04 nm AlAsSb  2,35 nm GaInAs:Si  2,05 nm AlAsSb  2,05 nm GaInAs:Si  7,04 nm AlAsSb	<u>30x</u> 6,75 nm AlAsSb 0,29 nm AlAs 2,35 nm GaInAs:Si 0,29 nm AlAs 1,47 nm AlAsSb 0,29 nm AlAs 2,05 nm GaInAs:Si 0,29 nm AlAs 6,75 nm AlAsSb	<u>30x</u> 6,75 nm AlAsSb 0,59 nm AlAs 2,93 nm GaInAs:Si  0,88 nm AlAs  2,05 nm GaInAs:Si 0,59 nm AlAs 6,75 nm AlAsSb
500 nm AlAsSb 100 nm AlInAs	500 nm AlAsSb 100 nm AlInAs	500 nm AlAsSb 500 nm AlInAs

Tabelle C.10: *Schichtstruktur der untersuchten Vielfachdoppelquantenfilm Proben (XRD Spektren und Simulationen Abb. 7.5).*

HHI14805 (Verwendung von $As_4$ und $Sb_2$ ; undotiert)	
InP:Fe Substrat 508 nm AlInAs - Wachstumsunterbrechung 480 s ( $As_4$ -Stabilisierung)	$T_g = 500^\circ\text{C}$
<u>40x</u> 4,99 nm AlAsSb - Wachstumsunterbrechung 5 s ( $As_4$ -Stabilisierung) 2,15 nm GaInAs - Wachstumsunterbrechung 5 s ( $As_4$ -Stabilisierung) 4,99 nm AlAsSb	$T_g = 550^\circ\text{C}$
- Wachstumsunterbrechung 240 s ( $As_4$ -Stabilisierung) 100 nm AlInAs	$T_g = 500^\circ\text{C}$

Tabelle C.11: *Schichtstrukturen einer Vielfachquantenfilm Probe, deren Photolumineszenz Spektren bei tiefen Temperaturen gemessen wurden (Abb. 7.7 und 7.9)*

HHI14828 (1 ML AlAs)	HHI14825 (0 ML AlAs)
InP:Fe Substrat 508 nm AlInAs	InP:Fe Substrat 508 nm AlInAs
<u>40x</u> 4,71 nm AlAsSb 0,29 nm AlAs 5 s Wachstumsunterbrechung 4,99 nm GaInAs 5 s Wachstumsunterbrechung 0,29 nm AlAs 4,71 nm AlAsSb 100 nm AlInAs	<u>40x</u> 4,99 nm AlAsSb 5 s Wachstumsunterbrechung 4,99 nm GaInAs 5 s Wachstumsunterbrechung 4,99 nm AlAsSb 100 nm AlInAs

Tabelle C.12: *Schichtparameter von undotierten Vielfachquantenfilm Proben, deren PL Spektren in Abhängigkeit von der Temperatur und Anregungsintensität gemessen wurden (Abb. 7.13).*

HHI15020	HHI15021	HHI15022
InP:Fe Substrat 1233 nm AlAsSb	InP:Fe Substrat 1000 nm AlAsSb	InP:Fe Substrat 1000 nm AlAsSb
<u>30x</u> 7,34 nm AlAsSb  2,93 nm GaInAs:Si 0,88 nm AlAsSb 2,05 nm GaInAs:Si 7,34 nm AlAsSb 500 nm AlAsSb 100 nm AlInAs	<u>30x</u> 7,04 nm AlAsSb 0,29 nm AlAs (1 ML) 2,93 nm GaInAs:Si 0,88 nm AlAs 2,05 nm GaInAs:Si 0,29 nm AlAs (1 ML) 7,04 nm AlAsSb 500 nm AlAsSb 100 nm AlInAs	<u>30x</u> 6,75 nm AlAsSb 0,59 nm AlAs (2 ML) 2,93 nm GaInAs:Si 0,88 nm AlAs 2,05 nm GaInAs:Si 0,59 nm AlAs (2 ML) 6,75 nm AlAsSb 500 nm AlAsSb 500 nm AlInAs

Tabelle C.13: *Schichtstruktur von Vielfachdoppelquantenfilm Proben, deren Intersubbandspektren gemessen wurden (Abb. 7.19a). Die GaInAs Schichten sind homogen mit  $2,6 \cdot 10^{18}$  Si dotiert.*

---

HHI15018	HHI15026
InP:Fe Substrat 1000 nm AlAsSb	InP:Fe Substrat 1000 nm AlAsSb
<u>30x</u> 7,34 nm AlAsSb 2,05 nm GaInAs:Si 1,76 nm AlAsSb 1,76 nm GaInAs:Si 7,34 nm AlAsSb	<u>30x</u> 7,34 nm AlAsSb 2,05 nm GaInAs:Si 2,05 nm AlAsSb 1,76 nm GaInAs:Si 7,34 nm AlAsSb
500 nm AlAsSb 100 nm AlInAs	500 nm AlAsSb 100 nm AlInAs

Tabelle C.14: *Schichtstruktur von Vielfachdoppelquantenfilm Proben, deren Intersubbandspektren gemessen wurden (Abb. 7.19b). Die GaInAs Schichten sind homogen mit  $1,0 \cdot 10^{19}$  Si dotiert.*

# Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge

- K. Bierman, H. Künzel, and T. Elsässer, “MBE Growth of Single Crystalline AlInAs/GaInAs MQWs at the LOW Growth Temperature Limit,” *Inst. Phys. Conf. Ser.*, vol. 166, pp. 35–7, 2000.
- H. Künzel, K. Bierman, D. Nickel, and T. Elsässer, “Low-Temperature MBE of InP-Based (Al,Ga)InAs Materials,” *Recent Progress in Advanced Materials, Devices, Processing and Characterization, Japanisch-Deutscher Workshop, 5-6.3.2000, Teikyo Private University, Berlin*, 2000.
- K. Bierman, D. Nickel, T. Elsässer, and H. Künzel, “Investigation of LT-MBE grown 1.55  $\mu\text{m}$  GaInAs/AlInAs MQWs,” *CLEO/QELS Conference, 7-12.5.2000, San Francisco, California.*, p. 212, 2000.
- W.S. Han, K.-S. Lee, G.H. Kim, B. Lee, K. Biermann, and H. Künzel, “Magnetophotoluminescence Characterization of Low Temperature MBE Grown InGaAs/InAlAs Multiple Quantum Wells,” *International Conference on Superlattices, Microstructures and Microdevices 25.9-27.9. 2000, Kyongju, Korea*, 2000.
- H. Künzel, K. Biermann, D. Nickel, and T. Elsaesser “Low-temperature MBE growth and characteristics of InP-based AlInAs/GaInAs MQW structures,” *J. Crystal Growth*, vol. 227, pp. 284–8, 2001.
- K. Biermann, J. Böttcher, P. Harde, H. Künzel, D. Nickel, K. Reimann, M. Wörner, T. Elsässer, M. Kurtzweg, and R. Schneider, “Ultraschnelle optische Nichtlinearität von LT GaInAs/AlInAs Quantum Wells,” *’Epitaxie von III / V-Halbleitern’ DGKK, 6-7.12.2001, Berlin*, 2001.
- H. Künzel, K. Biermann, J. Böttcher, P. Harde, M. Kurtzweg, R. Schneider, W. Neumann, D. Nickel, K. Reimann, M. Woerner, and

- 
- T. Elsaesser “Low-temperature-grown 1.55  $\mu\text{m}$  GaInAs/AlInAs quantum wells for optical switching: MBE growth and optical response,” *Proceedings of 14th Indium Phosphide and Related Materials Conference (IPRM), 12-16.5.2002, Stockholm, Sweden*, pp 343-6, 2002.
- K. Bierman, D. Nickel, K. Reimann, M. Woerner, T. Elsaesser, and H. Künzel, “Ultrafast optical nonlinearity of low-temperature-grown GaInAs/AlInAs quantum wells at a wavelength of 1.55  $\mu\text{m}$ ,” *Lasers and Electro-Optics, 2002. Summaries of Papers Presented at the CLEO '02. Technical Digest.*, vol. 1, pp. 660-1, 2002.
  - K. Bierman, D. Nickel, K. Reimann, M. Woerner, T. Elsaesser, and H. Künzel, “Ultrafast optical nonlinearity of low-temperature-grown GaInAs/AlInAs quantum wells at wavelengths around 1.55  $\mu\text{m}$ ,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, pp. 1936-8, 2002.
  - K. Biermann, J. Böttcher, H. Künzel, N. Georgiev, T. Dekorsy, and M. Helm, “MBE Wachstum von GaInAs/AlAsSb MQWs auf InP für kurzweilige Intersubband-Übergänge,” *'Epitaxie von III/V-Halbleitern' DGKK, 12.-13.12.2002, Magdeburg*, 2002.
  - K. Biermann, K. Reimann, M. Woerner, T. Elsaesser, N. Ulbrich, G. Scarpa, and G. Abstreiter “Spectroscopic Studies of the Interband Absorption of Working Quantum-Cascade Lasers,” *Workshop of the 'DFG-Forscherguppe': Light Emitters Based on Intersubband Transitions, 13-15.2.2002, Berlin*, 2002.
  - K. Biermann, D. Nickel, K. Reimann, M. Woerner, T. Elsaesser, and H. Künzel, “Ultrafast nonlinear optical response at wavelengths around 1.55  $\mu\text{m}$  in low-temperature-grown GaInAs/AlInAs quantum wells,” *Proceedings of the 26th International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS) 29.7.-2.8.2002, Edinburgh*, p. H100-16, 2003.
  - K. Biermann, J. Böttcher, H. Künzel, N. Georgiev, T. Dekorsy, M. Helm, S. Cronenberg, L. Schrottke, and H. Grahn, “MBE Wachstum von (Ga,In)As/Al(As,Sb) MQWs für Intersubband-Übergangswellenlängen  $< 3.5 \mu\text{m}$ ,” *DPG Tagung 24.-28.3.2003, Dresden*, 2003.
  - N. Georgiev, T. Dekorsy, M. Helm, M. P. Semtsiv, W. T. Masselink, K. Biermann, and H. Künzel, “Short-wavelength intersubband absorption in InP-based material systems,” *7th Int. Conference on Intersubband Transitions in Quantum Wells, 1.-5.9.2003, Evolene, Switzerland*, 2003.

- H. Künzel, and K. Biermann “MBE grown GaInAs/AlAsSb multiple quantum wells lattice-matched on InP substrates,” *COST288 meeting, 17-18.9. 2003, Turin, Italy*, 2003
- C. Villas-Boas Tribuzy, S. Ohser, S. Winnerl, J. Grenzer, H. Schneider, M. Helm, J. Neuhaus, T. Dekorsy, K. Biermann, and H. Künzel, “Femtosecond pump-probe spectroscopy of intersubband relaxation dynamics in narrow InGaAs/ AlAsSb quantum well structures,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, pp. 171104 1–3, 2006.
- C. Villas-Boas Tribuzy, S. Ohser, J. Neuhaus, T. Dekorsy, S. Winnerl, H. Schneider, M. Helm, K. Biermann, and H. Künzel, “Intersubband relaxation dynamics in narrow InGaAs/AlAsSb quantum well structures studied by femtosecond pump-probe spectroscopy,” *28th International Conference on the Physics of Semiconductors, 24-28.7.2006, Vienna, Austria*, 2006. TuA3m.6 Poster.
- C. Villas-Boas Tribuzy, S. Ohser, J. Neuhaus, T. Dekorsy, S. Winnerl, H. Schneider, M. Helm, K. Biermann, H. Künzel, M. Semtsiv, and W. T. Masselink “Intersubband relaxation dynamics in narrow InGaAs/AlAsSb and InGaAs/AlAs quantum well structures using pump-probe spectroscopy,” *DPG Tagung Dresden, 27.-31. März 2006*, 2006. HL 24.10 Ultra fast phenomena.
- R. Wilk, M. Mikulics, K. Biermann, H. Künzel, I. Z. Kozma, R. Holzwarth, B. Sartorius, M. Mei, and M. Koch, “THz time-domain spectrometer based on LT-InGaAs photoconductive antennas excited by a 1.55  $\mu\text{m}$  fibre laser,” *Lasers and Electro-Optics (CLEO), 8-10.5.2007, Baltimore, Maryland, USA*, 2007. (eingereicht).
- K. Biermann, H. Kuenzel, C. Villas-Boas Tribuzy, S. Ohser, H. Schneider, and M. Helm, “Impact of interface formation on intersubband transitions in MBE GaInAs:Si/AlAsSb multiple coupled DQWs,” *Proceedings of 19th Indium Phosphide and Related Materials Conference (IPRM), Matsue, Japan, 14-18.5.2007*, 2007. (akzeptiert).

# Literaturverzeichnis

- [1] DE-CIX MANAGEMENT GMBH: Deutscher Commercial Internet Exchange, Traffic. In: <http://www.decix.de/info/traffic.html> (2007)
- [2] SHINOHARA, Hiromichi: Broadband Access in Japan: Rapidly Growing FTTH Market. In: *IEEE Communications Magazine* 9 (2005), S. 72–8
- [3] BAUMGARTNER, Jeff: Japan FTTH powder keg is exploding. In: <http://www.cedmagazine.com/article/CA6378606.html> (2006)
- [4] BARNARD, Patrick: FTTH Council and TIA Say FTTH Deployments Are Growing Dramatically. In: <http://voipforenterprise.tmcnet.com/feature/service-solutions/articles/2998-ftth-council-tia-say-ftth-deployments-growing-dramatically.htm> (2006)
- [5] MATSUMOTO, Craig: Korea Goes Big on FTTH. In: [http://www.lightreading.com/document.asp?doc\\_id=113931](http://www.lightreading.com/document.asp?doc_id=113931) (2007)
- [6] WEBER, Hans-Georg ; LUDWIG, Reinhold ; FERBER, Sebastian ; SCHMIDT-LANGHORST, Carsten ; KROB, Marcel ; MAREMBERT, Vincent ; BOERNER, Christof ; SCHUBERT, Colja: Ultrahigh-Speed OTDM-Transmission Technology. In: *J. Lightwave Techn.* 24 (2006), S. 4616–4627
- [7] MAREMBERT, Vincent: *Investigations on Ultrafast Fiber-based Optical Gates*, Fakultät IV (Elektrotechnik und Informatik) der Technischen Universität Berlin, Diss., 2006
- [8] HULIN, D. ; MYSYROWICZ, A. ; ANTONETTI, A. ; MIGUS, A. ; MASSELINK, W. T. ; MORKOÇ, H. ; GIBBS, H. M. ; PEYGHAMBARIAN, N.: Ultrafast all-optical gate with subpicosecond ON and OFF response time. In: *Appl. Phys. Lett.* 49 (1986), S. 749–51
- [9] KANE, E. O.: Band structure of indium antimonide. In: *J. Phys. Chem. Solids* 1 (1957), S. 249–61

- [10] *Kapitel* The  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  method. In: KANE, E. O.: *Semiconductors and Semimetals*. Bd. 1. Academic, New York, 1966
- [11] LUTTINGER, J. M. ; KOHN, W.: Motion of electrons and holes in perturbed periodic fields. In: *Phys. Rev.* 97 (1955), S. 869–83
- [12] PIKUS, G. E. ; BIR, G. L.: Effects of deformation on the hole energy spectrum. In: *Sov. Phys.-Solid State* 1 (1960), S. 1502–17
- [13] BARAFF, G. A. ; GERSHONI, D.: Eigenfunction-expansion method for solving the quantum-wire problem: Formulation. In: *Phys. Rev.* B43 (1991), S. 4011–22
- [14] GERSHONI, D. ; HENRY, C. H. ; BARAFF, G. A.: Calculating the Optical Properties of Multidimensional Heterostructures: Application to the Modeling of Quaternary Quantum Well Lasers. In: *IEEE J. Quantum Electronics* 29 (1993), S. 2433–50
- [15] VURGAFTMAN, I. ; MEYER, J. R. ; RAM-MOHAN, L. R.: Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. In: *J. Appl. Phys.* 89 (2001), S. 5815–75. – (Die übliche Konvention umfasst positive Werte für das hydrostatische Deformationspotential ( $a_v > 0$ ) und die Werte für die elastischen Konstanten  $C_{11}$  und  $C_{12}$  müssen durch 10 dividiert werden.)
- [16] KAMINSKA, M. ; WEBER, E. R. ; LILIENTAL-WEBER, Z. ; LEON, R. ; REK, Z. U.: Stoichiometry-related defects in GaAs grown by molecular-beam epitaxy at low temperatures. In: *J. Vac. Sci. Technol.* B7 (1989), S. 710–3
- [17] IBBETSON, J. P. ; SPECK, J. S. ; GOSSARD, A. C. ; MISHRA, U. K.: Observation of arsenic precipitates in GaInAs grown at low temperature on InP. In: *Appl. Phys. Lett.* 62 (1993), S. 2209–11
- [18] MELLOCH, M. R. ; OTSUKA, N. ; WOODALL, J. M. ; WARREN, A. C. ; FREEOUF, J. L.: Formation of arsenic precipitates in GaAs buffer layers grown by molecular beam epitaxy at low substrate temperatures. In: *Appl. Phys. Lett.* 57 (1990), S. 1531–3
- [19] GEBAUER, J. ; BÖRNER, F. ; KRAUSE-REHBERG, R. ; STAAB, T. E. M. ; SPECHT, P. ; LUTZ, R. C. ; WEBER, E. R. ; LUYSEBERG, M.: Defect identification in GaAs grown at low temperatures by positron annihilation. In: *J. Appl. Phys.* 87 (2000), S. 8368–78



- 
- [20] MAHALINGAM, K. ; OTSUKA, N. ; MELLOCH, M. R. ; ; WOODALL, J. M.: Arsenic precipitates in  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$  multiple superlattice and quantum well structures. In: *Appl. Phys. Lett.* 60 (1992), S. 3253–5
  - [21] SMITH, F. W. ; CALAWA, A. R. ; CHEN, C. L. ; MANFRA, M. J. ; MAHONEY, L. J.: New MBE buffer used to eliminate backgating in GaAs MESFETs. In: *IEEE Electron. Device Lett.* 9 (1988), S. 77–80
  - [22] YIN, L. W. ; HWANG, Y. ; LEE, J. H. ; KOLBAS, R. M. ; TREW, R. J. ; MISHRA, U. K.: Improved breakdown voltage in GaAs MESFETs utilizing surface layers of GaAs grown at a low temperature by MBE. In: *IEEE Electron. Device Lett.* 11 (1990), S. 561–3
  - [23] SOLOMON, P. M. ; WRIGHT, S. L. ; CANORA, F. J.: Reduction of backgating in GaAs SISFET's with a low-temperature buffer. In: *IEEE Electron. Device Lett.* 12 (1991), S. 117–9
  - [24] SIN, Y. K. ; HORIKAWA, H. ; MATSUYAMA, I. ; KAMIJOH, T.: High power, singlemode InGaAs-GaAs-AlGaAs strained quantum well lasers with new current blocking scheme using GaAs layers grown by MBE at low substrate temperatures. In: *Electron. Lett.* 28 (1992), S. 803–4
  - [25] MIYAZAWA, S. ; SEKIGUCHI, Y.: Low-Temperature Molecular Beam Epitaxy Growth of Single Quantum Well GaAs/AlGaAs Lasers. In: *Jpn. J. Appl. Phys.* 30 (1991), S. L921–3
  - [26] MARACAS, G. N. ; SHIRALAGI, K. ; RAMAMURTI, R. ; CARPENTER, R. W.: A Comparison of As and P-Based Semiconductors Grown at Low Temperatures by MBE and GSMBE. In: *J. Electronics Materials* 22 (1993), S. 1375–81
  - [27] WANG, H. H. ; WHITAKER, J. F.: Subpicosecond Carrier Response of Unannealed Low-Temperature-Grown GaAs vs Temperature. In: *J. Electronic Materials* 22 (1993), S. 1461–4
  - [28] LUYSEBERG, M. ; SOHN, H. ; PRASAD, A. ; SPECHT, P. ; LILIENTAL-WEBER, Z. ; WEBER, E. R.: Effects of the growth temperature and As/Ga flux ratio on the incorporation of excess As into low temperature grown GaAs. In: *J. Appl. Phys.* 83 (1998), S. 561–6
  - [29] WARREN, A. C. ; WOODALL, J. M. ; FREEOUF, J. L. ; GRISCHKOWSKY, D. ; MCINTURFF, D. T. ; MELLOCH, M. R. ; OTSUKA, N.: Arsenic precipitates and the semi-insulating properties of GaAs buffer layers

- grown by low-temperature molecular beam epitaxy. In: *Appl. Phys. Lett.* 57 (1990), S. 1331–3
- [30] MAHALINGAM, K. ; OTSUKA, N. ; MELLOCH, M. R. ; WOODALL, J. M. ; WARREN, A. C.: Substrate temperature dependence of arsenic precipitate formation in AlGaAs and GaAs. In: *J. Vac. Sci. Technol.* B9 (1991), S. 2328–32
- [31] MELLOCH, M. R. ; WOODALL, J. M. ; OTSUKA, N. ; MAHALINGAM, K. ; CHANG, C. L. ; NOLTE, D. D.: GaAs, AlGaAs, and InGaAs epilayers containing As clusters: semimetal/semiconductor composites. In: *Mater. Sci. Eng.* B22 (1993), S. 31–6
- [32] KÜNZEL, H. ; BÖTTCHER, J. ; GIBIS, R. ; URMANN, G.: Material properties of  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  grown on InP by low-temperature molecular beam epitaxy. In: *Appl. Phys. Lett.* 61 (1992), S. 1347–9
- [33] METZGER, R. A. ; BROWN, A. S. ; MCCRAY, L. G. ; HENIGE, J. A.: Structural and electrical properties of low temperature GaInAs. In: *J. Vac. Sci. Technol. B* 11 (1993), S. 798–801
- [34] ZAKHAROV, N. D. ; LILIENTAL-WEBER, Z. ; SWIDER, W. ; BROWN, A. S. ; METZGER, R.: Structure of  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  epitaxial layers grown on InP substrates at different temperatures. In: *Appl. Phys. Lett.* 63 (1993), S. 2809–11
- [35] KÜNZEL, H. ; BÖTTCHER, J. ; GIBIS, R. ; HOENOW, H. ; HEEDT, C.: Low-temperature MBE of AlGaInAs lattice-matched to InP. In: *J. Cryst. Growth* 127 (1993), S. 519–22
- [36] LIU, X. ; PRASAD, A. ; CHEN, W. M. ; KURPIEWSKI, A. ; STOSCHEK, A. ; LILIENTAL-WEBER, Z. ; WEBER, E. R.: Mechanism responsible for the semi-insulating properties of low-temperature-grown GaAs. In: *Appl. Phys. Lett.* 65 (1994), S. 3002–4
- [37] LIU, X. ; PRASAD, A. ; NISHIO, J. ; WEBER, E. R. ; LILIENTAL-WEBER, Z. ; WALUKIEWICZ, W.: Native point defects in low-temperature-grown GaAs. In: *Appl. Phys. Lett.* 67 (1995), S. 279–81
- [38] GRANDIDIER, B. ; CHEN, Huajie ; FEENSTRA, R. M. ; MCINTURFF, D. T. ; JUODAWLKIS, P. W. ; E. RALPH s.: Scanning tunneling microscopy and spectroscopy of arsenic antisites in low temperature grown InGaAs. In: *Appl. Phys. Lett.* 74 (1999), S. 1439

- 
- [39] CHANG, M. N. ; HSIEH, K. C. ; NEE, T.-E. ; CHUO, C. C. ; CHYI, J.-I.: Behavior of arsenic precipitation in low-temperature grown III-V arsenides. In: *J. Crys. Growth* 201/202 (1999), S. 212–6
  - [40] IBBETSON, J. P. ; SPECK, J. S. ; GOSSARD, A. C. ; MISHRA, U. K.: Observation of impurity effects on the nucleation of arsenic precipitates in GaAs. In: *Appl. Phys. Lett.* 62 (1993), S. 169–71
  - [41] DRESZER, P. ; CHEN, W. M. ; WASIK, D. ; LEON, R. ; WALUKIEWICZ, W. ; LIANG, B. W. ; TU, C. W. ; WEBER, E. R.: Electronic Properties of Low-Temperature InP. In: *J. Electronic Materials* 22 (1993), S. 1487–90
  - [42] METZGER, R. A. ; BROWN, A. S. ; STANCHINA, W. E. ; LUI, M. ; WILSON, R. G. ; KARGODORIAN, T. V. ; MCCRAY, L. G. ; HENIGE, J. A.: Growth and characterization of low temperature AlInAs. In: *J. Crys. Growth* 111 (1991), S. 445–9
  - [43] CLAVERIE, A. ; YU, K. M. ; SWIDER, W. ; LILIENTAL-WEBER, Z. ; O'KEEFE, M. ; KILAAS, R. ; PAMULAPATI, J. ; BHATTACHARYA, P. K.: Structural characterization of low-temperature molecular beam epitaxial  $In_{0.52}Al_{0.48}As/InP$  heterolayers. In: *Appl. Phys. Lett.* 60 (1992), S. 989–91
  - [44] HAUTOJÄRVI, P. ; MÄKINEN, J. ; PALKO, S. ; SAARINEN, K.: Point defects in III-V materials grown by molecular beam epitaxy at low temperature. In: *Mater. Sci. Eng.* B22 (1993), S. 16–22
  - [45] KÜNZEL, H. ; BÖTTCHER, J. ; HASE, A. ; HEEDT, C. ; HOENOW, H.: Low temperature molecular beam epitaxy of Al(Ga)InAs on InP and its application to high electron mobility transistor structures. In: *Mater. Sci. Eng.* B22 (1993), S. 89–92
  - [46] KHIROUNI, K. ; MAAREF, H. ; BOURGOIN, J. C. ; GARCIA, J. C.: Electrical conduction in low temperature grown InP. In: *Mater. Sci. Eng.* B22 (1993), S. 86–88
  - [47] CHENG, T. M. ; CHIN, A. ; CHANG, C. Y. ; HUANG, M. F. ; HSIEH, K. Y. ; HUANG, J. H.: Strong accumulation of As precipitates in low temperature InGaAs quantum wells grown by molecular beam epitaxy. In: *Appl. Phys. Lett.* 64 (1994), S. 1546–8
  - [48] SHEN, A. ; ; OHNO, Y. Horikoshi H. ; GUO, S. P.: Reflection high-energy electron diffraction oscillations during growth of GaAs at low

- temperatures under high As overpressure. In: *Appl. Phys. Lett.* 71 (1997), S. 1540–2
- [49] SHEN, A. ; OHNO, H. ; HORIKOSHI, Y. ; GUO, S. P. ; OHNO, Y. ; MATSUKURA, F.: Low-temperature GaAs grown by molecular-beam epitaxy under high As overpressure: a reflection high-energy electron diffraction study. In: *Appl. Surf. Science* 130-132 (1998), S. 382–6
- [50] YASUDA, Haruyuki ; OHNO, Hideo: Monte Carlo simulation of low-temperature GaAs growth. In: *Third Symposium on Atomic-Scale Surface and Interface Dynamics, Across-Fukuoka* (1999)
- [51] YASUDA, Haruyuki ; OHNO, Hideo: Monte Carlo simulation of reentrant reflection high-energy electron diffraction intensity oscillation observed during low-temperature GaAs growth. In: *Appl. Phys. Lett.* 74 (1999), S. 3275–7
- [52] APOSTOLOPOULOS, Georgios ; HERFORT, Jens ; DAWERITZ, Lutz ; PLOOG, Klaus H. ; LUYSBERG, Martina: Reentrant mound formation in GaAs(001) homoepitaxy observed by ex situ atomic force microscopy. In: *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000), S. 3358–61
- [53] SCHWOEBEL, Richard L. ; SHIPSEY, Edward J.: Step Motion on Crystal Surfaces. In: *J. Appl. Phys.* 37 (1966), S. 3682–6
- [54] EHRLICH, G. ; HUDDA, F. G.: Atomic view of surface self-diffusion. In: *J. Chem. Phys.* 44 (1966), S. 1039–49
- [55] GOPINATH, Juliet T. ; THOEN, Erik R. ; KOONTZ, Elisabeth M. ; GREIN, Matthew E. ; KOLODZIEJSKI, Leslie A. ; IPPEN, Erich P. ; DONNELLY, Joseph P.: Recovery dynamics in proton-bombarded semiconductor saturable absorber mirrors. In: *Appl. Phys. Lett.* 78 (2001), S. 3409–11
- [56] DELPON, E. L. ; OUDAR, J. L. ; BOUCHÉ, N. ; RAJ, R. ; SHEN, A. ; STELMAKH, N. ; LOURTIOZ, J. M.: Ultrafast excitonic saturable absorption in ion-implanted InGaAs/InAlAs multiple quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 72 (1998), S. 759–61
- [57] MARCEAUX, A. ; LOUALICHE, S. ; DEHAESE, O. ; LAMBERT, B.: High-speed 1.55  $\mu\text{m}$  Fe-doped multiple-quantum-well saturable absorber on InP. In: *Appl. Phys. Lett.* 78 (2001), S. 4065–7

- 
- [58] GUÉZO, M. ; LOUALICHE, S. ; EVEN, J. ; CORRE, A. L. ; LABBÉ, C. ; DEHAESE, O. ; DOUSSELIN, G.: Ultrashort, nonlinear, optical time response of Fe-doped InGaAs/InP multiple quantum wells in 1.55- $\mu$ m range. In: *Appl. Phys. Lett.* 82 (2003), S. 1670–2
  - [59] GICQUEL-GUÉZO, M. ; LOUALICHE, S. ; EVEN, J. ; LABBÉ, C. ; DEHAESE, O. ; CORRE, A. L. ; FOLLIOT, H. ; PELLAN, Y.: 290 fs switching time of Fe-doped quantum well saturable absorbers in a microcavity in 1.55  $\mu$ m range. In: *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004), S. 5926–8
  - [60] KADOW, C. ; FLEISCHER, S. B. ; IBBETSON, J. P. ; BOWERS, J. E. ; GOSSARD, A. C. ; DONG, J. W. ; PALMSTROM, C. J.: Self-assembled ErAs islands in GaAs: Growth and subpicosecond carrier dynamics. In: *Appl. Phys. Lett.* 75 (1999), S. 3548–50
  - [61] DRISCOLL, D. C. ; HANSON, M. ; KADOW, C. ; GOSSARD, A. C.: Electronic structure and conduction in a metal-semiconductor digital composite: ErAs:InGaAs. In: *Appl. Phys. Lett.* 78 (2001), S. 1703–5
  - [62] SUKHOTIN, M. ; BROWN, E. R. ; DRISCOLL, D. ; HANSON, M. ; GOSSARD, A. C.: Picosecond photocarrier-lifetime in ErAs:InGaAs at 1.55  $\mu$ m. In: *Appl. Phys. Lett.* 83 (2003), S. 3921–3
  - [63] GRIEBEL, Martin ; SMET, Jurgen H. ; DRISCOLL, Daniel C. ; KUHL, Jürgen ; DIEZ, Cristina A. ; FREYTAG, Nicolas ; KADOW, Christoph ; GOSSARD, Arthur C. ; VON KLITZING, Klaus: Tunable subpicosecond optoelectronic transduction in superlattices of self-assembled ErAs nanolands. In: *nature materials* 2 (2003), S. 122–6
  - [64] ZHOU, X. Q. ; DRIEL, H. M. ; RÜHLE, W. W. ; GOGIAK, Z. ; PLOOG, K.: Femtosecond carrier kinetics in low-temperature-grown GaAs. In: *Appl. Phys. Lett.* 61 (1992), S. 3020–2
  - [65] HARMON, E. S. ; MELLOCH, M. R. ; WOODALL, J. M. ; NOLTE, D. D. ; OTSUKA, N. ; CHANG, C. L.: Carrier lifetime versus anneal in low temperature growth GaAs. In: *Appl. Phys. Lett.* 63 (1993), S. 2248–50
  - [66] DEKORSY, T. ; KURZ, H. ; ZHOU, X. Q. ; PLOOG, K.: Investigation of field, carrier, and coherent phonon dynamics in low-temperature grown GaAs. In: *Appl. Phys. Lett.* 63 (1993), S. 2899–901
  - [67] BENJAMIN, S. D. ; LOKA, H. S. ; OTHONOS, A. ; SMITH, P. W. E.: Ultrafast dynamics of nonlinear absorption in low-temperature-grown GaAs. In: *Appl. Phys. Lett.* 68 (1996), S. 2544–6

- [68] LOKA, Hany S. ; BENJAMIN, Seldon D. ; SMITH, Peter W. E.: Optical Characterization of Low-Temperature-Grown GaAs for Ultrafast All-Optical Switching Devices. In: *IEEE J. Quantum Electronics* 34 (1998), S. 1426–37
- [69] OKUNO, Tsuyoshi ; MASUMOTO, Yasuaki ; ITO, Masashi ; OKAMOTO, Hiroshi: Large optical nonlinearity and fast response time in low-temperature grown GaAs/AlAs multiple quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 77 (2000), S. 58–60
- [70] HAIML, M. ; SIEGNER, U. ; MORIER-GENOUD, F. ; KELLER, U. ; LUYSEBERG, M. ; SPECHT, P. ; WEBER, E. R.: Femtosecond response times and high optical nonlinearity in beryllium-doped low-temperature grown GaAs. In: *Appl. Phys. Lett.* 74 (1999), S. 1269–71
- [71] BEARD, Matthew C. ; TURNER, Gordon M. ; SCHMUTTENMAER, Charles A.: Subpicosecond carrier dynamics in low-temperature grown GaAs as measured by time-resolved terahertz spectroscopy. In: *J. Appl. Phys.* 90 (2001), S. 5915–23
- [72] JUODAWLKIS, P. W. ; MCINTURFF, D. T. ; RALPH, S. E.: Ultrafast carrier dynamics and optical nonlinearities of low-temperature-grown InGaAs/InAlAs multiple quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 69 (1996), S. 4062–4
- [73] JUODAWLKIS, Paul W. ; ZHOU, Zhipin ; VERBER, Carl M. ; MCINTURFF, David T. ; HARGIS, Marian C. ; RALPH, Stephen E.: Subpicosecond nonlinear absorption recovery dynamics of low-temperature-grown  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  multiple quantum well p-i-n structures. In: *OSA TOPS on Ultrafast Electronics and Optoelectronics* 13 (1997), S. 284–9
- [74] CHEN, Yue ; PRABHU, S. S. ; RALPH, Stephen E. ; MCINTURFF, Dave T.: Trapping and recombination dynamics of low-temperature-grown InGaAs/InAlAs multiple quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 72 (1998), S. 439–41
- [75] PRABHU, S. S. ; CHEN, Yue ; RALPH, Stephen E. ; JUODAWLKIS, Paul W. ; GROSS, Michael C. ; RODGERS, J. S. ; KENAN, Richard P. ; VERBER, Carl M.: Ultrafast carrier dynamics and optical nonlinearities of low-temperature-grown multiple quantum wells. In: *Proceedings of the SPIE* 3277 (1998), S. 244–54

- 
- [76] JUODAWLKIS, Paul W. ; RALPH, Stephen E.: Hole-induced transient bandgap renormalization: A mechanism for photo-induced absorption in defect-engineered semiconductors. In: *Appl. Phys. Lett.* 76 (2000), S. 1722–4
  - [77] TAKAHASHI, R. ; KAWAMURA, Y. ; KAGAWA, T. ; IWAMURA, H.: Ultrafast 1.55- $\mu\text{m}$  photoresponses in low-temperature-grown InGaAs/InAlAs quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 65 (1994), S. 1790–2
  - [78] TAKAHASHI, R. ; KAWAMURA, Y. ; IWAMURA, H.: Ultrafast 1.55  $\mu\text{m}$  all-optical switching using low-temperature-grown multiple quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 68 (1996), S. 153–5
  - [79] KOBAYASHI, H. ; TAKAHASHI, R. ; MATSUOKA, Y. ; IWAMURA, H.: 1 Tbit/s demultiplexing using low temperature grown InGaAs/InAlAs multiple quantum wells. In: *electronic lett.* 34 (1998), S. 908–10
  - [80] HIRANO, Akira ; TSUDA, Hiroyuki ; KOBAYASHI, Hideki ; TAKAHASHI, Ryo ; ASOBE, Masaki ; SATO, Kenji ; HAGIMOTO, Kazuo: All-Optical Discrimination Based on Nonlinear Transmittance of MQW Semiconductor Optical Gates. In: *J. Lightwave Techn.* 17 (1999), S. 873–84
  - [81] TAKAHASHI, Ryo ; ITOH, Hiroki ; IWAMURA, Hidetoshi: Ultrafast high-contrast all-optical switching using spin polarization in low-temperature-grown multiple quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 77 (2000), S. 2958–60
  - [82] TAKAHASHI, Ryo: Low-temperature-grown surface-reflection all-optical switch (LOTOS). In: *Opt. Quantum Electron.* 33 (2001), S. 999–1017
  - [83] TAKAHASHI, Ryo ; SUZUKI, Hiroyuki: 1-Tb/s 16-b All-Optical Serial-to-Parallel Conversion Using a Surface-Reflection Optical Switch. In: *IEEE Photon. Techn. Lett.* 15 (2003), S. 287–89
  - [84] GUPTA, Shantanu ; WHITAKER, John F. ; MOUROU, Gerard A.: Ultrafast Carrier Dynamics in III-V Semiconductors grown by Molecular-Beam Epitaxy an Very Low Substrate Temperatures. In: *IEEE J. Quantum Electronics* 28 (1992), S. 2464–72
  - [85] TOUSLEY, B. C. ; MEHTA, S. M. ; LOBAD, A. I. ; RODNEY, P. J. ; FAUCHET, P. M. ; COOKE, P.: Femtosecond Opitcal Response of Low

- Temperature Grown  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ . In: *J. Electronic Mat.* 22 (1993), S. 1477–80
- [86] BAKER, C. ; GREGORY, I. S. ; TRIBE, W. R. ; BRADLEY, I. V. ; EVANS, M. J. ; LINFIELD, E. H. ; MISSOUS, M.: Highly resistive annealed low-temperature-grown InGaAs with sub-500 fs carrier lifetimes. In: *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004), S. 4965–7
- [87] GMACHL, Claire: Recent progress in quantum cascade lasers and applications. In: *Rep. Prog. Phys.* 64 (2001), S. 1533–1601
- [88] RAZEGHI, M. ; SLIVKEN, S.: High power quantum cascade lasers grown by GasMBE. In: *Opto-Electronics Rev.* 11 (2003), S. 85–91
- [89] MALIS, Oana ; GMACHL, Claire ; SIVCO, Deborah L. ; PFEIFFER, Loren N. ; SERGENT, A. M. ; WEST, Kenneth W.: The Quantum Cascade Laser: A Versatile High-Power Semiconductor Laser for Mid-Infrared Applications. In: *Bell Labs Technical Journal* 10 (2005), S. 199–214
- [90] FAIST, Jérôme: Continuous-Wave, Room-Temperature Quantum Cascade Lasers. In: *Optics & Photonics News* 17 (2006), S. 32–36
- [91] KAZARINOV, R. F. ; SURIS, R. A.: Possibility of the amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice. In: *Sov. Phys. Semicond.* 5 (1971), S. 707–9
- [92] FAIST, Jérôme ; CAPASSO, Federico ; SIVCO, Deborah L. ; SIRTORI, C. ; HUTCHINSON, Albert L. ; CHO, Alfred Y.: Quantum Cascade Laser. In: *Science* 264 (1994), S. 553–6
- [93] FAIST, Jérôme ; BECK, Mattias ; AELLEN, Thierry: Quantum-cascade lasers based on a bound-to-continuum transition. In: *Appl. Phys. Lett.* 78 (2001), S. 147–9
- [94] FAIST, Jérôme ; HOFSTETTER, Daniel ; BECK, Mattias ; AELLEN, Thierry ; ROCHAT, Michel ; BLASER, Stéphane: Bound-to-Continuum and Two-Phonon Resonance Quantum-Cascade Lasers for High Duty Cycle, High-Temperature Operation. In: *IEEE J. Quantum Electronics* 38 (2002), S. 533–46
- [95] BECK, Mattias ; HOFSTETTER, Daniel ; AELLEN, Thierry ; FAIST, Jérôme ; OESTERLE, Ursula ; ILEGEMS, Marc ; GINI, Emilio ; MELCHIOR, Hans: Continuous Wave Operation of a Mid-Infrared Semiconductor Laser at Room Temperature. In: *Science* 295 (2002), S. 301–5



- 
- [96] FAIST, Jérôme ; GMACHL, Claire ; CAPASSO, Federico ; SIRTORI, Carlo ; SIVCO, Deborah L. ; BAILLARGEON, James N. ; CHO, Alfred Y.: Distributed feedback quantum cascade lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 70 (1997), S. 2670–2
  - [97] MAULINI, Richard ; MOHAN, Arun ; GIOVANNINI, Marcella ; FAIST, Jérôme: External cavity quantum-cascade laser tunable from 8.2 to 10.4  $\mu\text{m}$  using a gain element with a heterogeneous cascade. In: *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006), S. 201113 1–3
  - [98] PUSHKARSKY, Michael ; TSEKOUN, Alexei ; DUNAYEVSKIY, Ilya G. ; GO, Rowel ; PAREL, C. Kumar N.: Sub-parts-per-billion level detection of  $\text{NO}_2$  using room-temperature quantum cascade lasers. In: *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 103 (2006), S. 10846–9
  - [99] MALIS, Oana ; BELYANIN, A. ; SIVCO, Deborah L. ; CHEN, J. ; SERGENT, A. M. ; GMACHL, Claire ; CHO, A. Y.: Milliwatt second harmonic generation in quantum cascade lasers with modal phase matching. In: *Electronics Lett.* 40 (2004), S. 1586–7
  - [100] KÖHLER, R. ; TREDICUCCI, A. ; BELTRAM, F. ; BEERE, H. E. ; LINFIELD, E. H. ; DAVIES, A. G. ; RITCHIE, D. A. ; IOTTI, R. C. ; ROSSI, F.: Terahertz semiconductor-heterostructure laser. In: *Nature* 417 (2002), S. 156–9
  - [101] WILLIAMS, B. S. ; KUMAR, S. ; HU, Q. ; RENO, J. L.: Resonant-phonon terahertz quantum-cascade laser operating at 2.1 THz ( $\lambda \simeq 141 \mu\text{m}$ ). In: *Electronic Lett.* 40 (2004), S. 431–3
  - [102] FAIST, Jérôme ; CAPASSO, Federico ; SIVCO, Deborah L. ; HUTCHINSON, Albert L. ; CHU, Sung-Nee G. ; CHO, Alfred Y.: Short wavelength ( $\lambda \sim 3.4 \mu\text{m}$ ) quantum cascade laser based on strained compensated InGaAs/AlInAs. In: *Appl. Phys. Lett.* 72 (1998), S. 680–2
  - [103] KOSTEREV, Anatoliy A. ; TITTEL, Frank K. ; KÖHLER, Rüdiger ; GMACHL, Claire ; CAPASSO, Federico ; SIVCO, Deborah L. ; CHO, Alfred Y. ; WEHE, Shawn ; ALLEN, Mark G.: Thermoelectrically cooled quantum-cascade-laser-based sensor for the continuous monitoring of ambient atmospheric carbon monoxide. In: *Appl. Optics* 41 (2002), S. 1169–73
  - [104] ROLLER, Chad ; KOSTEREV, Anatoliy A. ; TITTEL, Frank K. ; UEHARA, Kiyoji ; GMACHL, Claire ; SIVCO, Deborah L.: Carbonyl sulfide

- p>detection with a thermoelectrically cooled midinfrared quantum cascade laser. In:
- Optics Lett.*
- 28 (2003), S. 2052–4
- [105] MARTINI, R. ; GMACHL, C. ; FALCIGLIA, J. ; CURTI, F. G. ; BETHEA, C. G. ; CAPASSO, F. ; WHITTAKER, E. A. ; PAIELLA, R. ; TREDICUCCI, A. ; HUTCHINSON, A. L. ; SIVCO, D. L. ; CHO, A. Y.: High-speed modulation and free-space optical audio/video transmission using quantum cascade lasers. In: *Electronics Lett.* 37 (2001), S. 191–3
- [106] BLASER, S. ; HOFSTETTER, D. ; BECK, M. ; FAIST, J.: Free-space optical data link using Peltier-cooled quantum cascade laser. In: *Electronic Lett.* 37 (2001), S. 778–80
- [107] LEE, S. C. ; WACKER, A.: Quantum transport calculations for quantum cascade laser structures. In: *Physica E* 13 (2002), S. 858
- [108] SLIVKEN, S. ; LITVINOV, V. I. ; RAZEGHI, M. ; MEYER, J. R.: Relaxation kinetics in quantum cascade lasers. In: *J. Appl. Phys.* 85 (1999), S. 665–71
- [109] IOTTI, Rita C. ; ROSSI, Fausto: Carrier thermalization versus phonon-assisted relaxation in quantum-cascade lasers: A Monte Carlo approach. In: *Appl. Phys. Lett.* 78 (2001), S. 2902–4
- [110] KALNA, K. ; CHEUNG, C. Y. L. ; PIERCE, I. ; SHORE, K. A.: Self-Consistent Analysis of Carrier-Transport and Carrier-Capture Dynamics in Quantum Cascade Intersubband Semiconductor Lasers. In: *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* 48 (2000), S. 639–44
- [111] TROCCOLI, Mariano ; SCAMARCIO, Gaetano ; SPAGNOLO, Vincenzo ; TREDICUCCI, Alessandro ; GMACHL, Claire ; CAPASSO, Federico ; SIVCO, Deborah L. ; STRICCOLI, Marinella: Electronic distribution in superlattice quantum cascade lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 77 (2000), S. 1088–90
- [112] HARRISON, P.: The nature of the electron distribution functions in quantum cascade lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 75 (1999), S. 2800–2
- [113] DONOVAN, K. ; HARRISON, P. ; KELSALL, R. W.: Self-consistent solutions to the intersubband rate equations in quantum cascade lasers: Analysis of a GaAs/AlGaAs device. In: *J. Appl. Phys.* 89 (2001), S. 3084–90

- 
- [114] HARRISON, P. ; INDJIN, D. ; KELSALL, R. W.: Electron temperature and mechanisms of hot carrier generation in quantum cascade lasers. In: *J. Appl. Phys.* 92 (2002), S. 6921–3
  - [115] EVANS, Craig A. ; JOVANOVIĆ, Vladimir D. ; INDJIN, Dragan ; IKONIĆ, Zoran ; HARRISON, Paul: Design and simulation of InGaAs/AlAsSb quantum cascade lasers for short wavelength emission. In: *Appl. Phys. Lett.* 87 (2005), S. 141109 1–3
  - [116] EVANS, Craig A. ; JOVANOVIĆ, Vladimir D. ; INDJIN, Dragan ; IKONIĆ, Zoran ; HARRISON, Paul: Investigation of Thermal Effects in Quantum-Cascade Lasers. In: *IEEE J. of quantum electronics* 42 (2006), S. 857–65
  - [117] MCTAVISH, James ; INDJIN, Dragan ; HARRISON, Paul: Aspects of the internal physics of InGaAs/InAlAs quantum cascade lasers. In: *J. Appl. Phys.* 99 (2006), S. 114505 1–6
  - [118] WILSON, L. R. ; KEIGHTLEY, P. T. ; COCKBURN, J. W. ; DUCK, J. P. ; SKOLNICK, M. S. ; CLARK, J. C. ; HILL, G. ; MORAN, M. ; GREY, R.: Spectroscopic determination of the electron distribution in a quantum cascade structure. In: *Appl. Phys. Lett.* 75 (1999), S. 2079–81
  - [119] SCHROTTKE, L. ; OHTSUKA, T. ; HEY, R. ; KOSTIAL, H. ; GRAHN, H. T.: Electric-field-dependent subband population in undoped GaAs/(Al,Ga)As quantum-cascade structures. In: *Semicond. Sci. Technol.* 19 (2004), S. 421–6
  - [120] SCHROTTKE, L. ; GRAHN, R. Hey H. T.: Direct observation of laser level occupation and injector coupling in undoped GaAs/(Al,Ga)As quantum-cascade structures. In: *Appl. Phys. Lett.* 84 (2004), S. 4535–7
  - [121] COLOMBELLI, Raffaele ; CAPSSO, Federico ; GMACHL, Claire ; TREDICUCCI, Alessandro ; SERGENT, A. M. ; HUTCHINSON, Albert L. ; SIVCO, Dobrah L. ; CHO, Alfred Y.: Intersubband electroluminescence from long-side-cleaved quantum-cascade lasers above threshold: Investigation of phonon bottleneck effects. In: *Appl. Phys. Lett.* 77 (2000), S. 3893–5
  - [122] LEULIET, A. ; VASANELLI, A. ; WADE, A. ; FEDOROV, G. ; SMINOV, D. ; BASTARD, G. ; SIRTORI, C.: Electron scattering spectroscopy by a high magnetic field in quantum cascade lasers. In: *Phys. Rev. B* 73 (2006), S. 85311 1–9

- [123] VASANELLI, A. ; LEULIET, A. ; SIRTORI, C. ; WADE, A. ; FEDOROV, G. ; SMIRNOV, D. ; BASTARD, G. ; VINTER, B. ; GIOVANNINI, M. ; FAIST, J.: Role of elastic scattering mechanisms in GaInAs/AlInAs quantum cascade lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006), S. 172120 1–3
- [124] SEMTSIV, Mykhaylo P. ; DRESSLER, Sebastian ; MASSELINK, William T. ; FEDOROV, G. ; SMIRNOV, D.: Probing the population inversion in intersubband laser by magnetic field spectroscopy. In: *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006), S. 171105 1–3
- [125] DRACHENKO, O. ; GALIBERT, J. ; LEOTIN, J. ; TOMM, J. W. ; SEMTSIV, M. P. ; ZIEGLER, M. ; DRESSLER, S. ; MÜLLER, U. ; MASSELINK, W. T.: Electron-optical-phonon interaction in the InGaAs-AlAs intersubband laser. In: *Appl. Phys. Lett.* 87 (2005), S. 072104 1–3
- [126] IIZUKA, N. ; KANEKO, K. ; SUZUKI, N.: Sub-picosecond modulation by intersubband transition in rigid wveguide with GaN/AlN quantum wells. In: *Electronic Letters* 40 (2003), S. 962–3
- [127] IIZUKA, Noria ; KANEKO, Kei ; SUZUKI, Nobuo: Sub-picosecond all-optical gate utilizing an intersubband transition. In: *Optics Express* 13 (2005), S. 3835–40
- [128] GMACHL, Claire ; NG, Hock M.: Intersubband absorption at  $\lambda \approx 2.1\mu\text{m}$ . In: *Electronic Letters* 39 (2003), S. 567–9
- [129] RAPAPORT, R. ; CHEN, Gang ; MITROFANOV, O. ; GMACHL, C. ; NG, H. M. ; CHU, S. N. G.: Resonant optical nonlinearities from intersubband transitions in GaN/AlN quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 83 (2003), S. 263–5
- [130] KISHINO, Katsumi ; KIKUCHI, Akihiko ; KANAZAWA, Hidekazu ; TACHIBANA, Tetsuo: Intersubband transition in  $(\text{GaN})_m/(\text{AlN})_n$  superlattices in the wavelength range from 1.08 to 1.61  $\mu\text{m}$ . In: *Appl. Phys. Lett.* 81 (2002), S. 1234–6
- [131] SUZUKI, Nobuo ; IIZUKA, Norio: Electron Scattering Rates in AlGaIn/GaN Quantum Wells for 1.55- $\mu\text{m}$  Inter-Subband Transition. In: *Jpn. J. Appl. Phys.* 37 Part 2 (1998), S. L369–71
- [132] IIZUKA, Norio ; KANEKO, Kei ; SUZUKI, Nobuo ; ASANO, Takashi ; NODA, Susumu ; WADA, Osamu: Ultrafast intersubband relaxation ( $\leq 150$  fs) in AlGaIn/GaN multiple quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 77 (2000), S. 648–50

- 
- [133] GMACHL, Claire ; NG, Hock M. ; FROLOV, Sergey V. ; CHU, S.-N. G. ; CHO, Alfred y.: Intersubband transitions in the communications wavelength range ( $\lambda \approx 1.55\mu\text{m}$ ) in GaN/AlGaIn multiple quantum wells. In: *Lasers and Electro-Optics, 2001. CLEO 2001* (2001)
  - [134] CHEN, Gang ; RAPAPORT, Ronen ; GMACHL, Claire ; NG, Hock M.: Transitions from Induced Absorption to Saturation of Intersubband Transitions in GaN/AlGaIn Quantum Well structures. In: *International Symposium on Compound Semiconductors, 2003* (2003), S. 14–5
  - [135] GMACHL, Claire ; FROLOV, S. V. ; NG, H. M. ; CHU, S.-N.G. ; CHO, A. Y.: Sub-picosecond electron scattering time for  $\lambda \approx 1.55\mu\text{m}$  intersubband transitions in GaN/AlGaIn multiple quantum wells. In: *Electronic Letters* 37 (2001), S. 378–80
  - [136] GMACHL, Claire ; NG, Hock M. ; CHO, Alfred Y.: Intersubband absorption in degenerately doped GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>In coupled double quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* (2001), S. 1590–2
  - [137] HEBER, J. D. ; GMACHL, C. ; NG, H. M. ; CHO, A. Y. ; CHU, S.-N. G.: Ultrafast Intersubband Electron Relaxation at  $\sim 1.55\mu\text{m}$  Wavelength in GaN/AlGaIn Quantum Well Structures. In: *Lasers and Electro-Optics, 2002. CLEO 02. Technical Digest. Summaries of 1* (2002), S. 658–9
  - [138] HEBER, J. D. ; GMACHL, C. ; NG, H. M. ; CHO, A. Y.: Comparative study of ultrafast intersubband electron scattering times at  $\sim 1.55\mu\text{m}$  wavelength in GaN/AlGaIn heterostructures. In: *Appl. Phys. Lett.* 81 (2002), S. 1237–9
  - [139] GMACHL, Claire ; NG, Hock M. ; HEBER, Jörg D. ; BALDWIN, Kirk W. ; CHO, Alfred Y.: Ultrafast Intersubband transitions at  $\lambda \sim 1.35 - 1.55\mu\text{m}$  in GaN/AlGaIn multiple quantum wells. In: *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2002. OFC 2002* 39 (2002), S. 27
  - [140] AKIMOTO, R. ; KINPARA, Y. ; AKITA, K. ; SASAKI, F. ; KOBAYASHI, S.: Near-infrared intersubband absorption as short as  $1.6\mu\text{m}$  in ZnSe/BeTe type-II quantum wells. In: *Lasers and Electro-Optics, 2001. CLEO/Pacific Rim 2001* 1 (2001), S. 530–1
  - [141] AKIMOTO, R. ; AKITA, K. ; SASAKI, F. ; HASAMA, T.: Sub-picosecond electron relaxation of near-infrared intersubband transitions in n-doped

- (CdS/ZnSe)/BeTe quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 81 (2002), S. 2998–3000
- [142] AKIMOTO, R. ; AKITA, K. ; SASAKI, F. ; KOBAYASHI, S.: Short-wavelength ( $\lambda < 2\mu\text{m}$ ) intersubband absorption dynamics in ZnSe/BeTe quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 80 (2002), S. 2433–5
- [143] AKIMOTO, Ryoichi ; LI, Bingsheng ; AKITA, Kazumichi ; HASAMA, Toshifumi: Ultrafast Switching of Intersubband Saturable Absorber in II-VI-based Quantum Well Waveguides. In: *Optical Communication, 2005. ECOC 2005* 4 (2005), S. 837–8
- [144] AKITA, K. ; AKIMOTO, R. ; LI, B. ; HASAMA, T. ; LIDA, T. ; TAKANASHI, Y.: Fabrication and characterization of waveguide for all optical switching device based on intersubband transition in II-VI based quantum well. In: *Lasers and Electro-Optics, 2005. CLEO/Pacific Rim 2005* (2005), S. 1277–8
- [145] ISHIKAWA, H. ; SIMOYAMA, T. ; NAGASE, M. ; MOZUME, T. ; AKIMOTO, R. ; LI, B. ; AKITA, K. ; HASAMA, T.: Ultrafast all-optical switches using intersubband transition in quantum wells. In: *Indium Phosphide and Related Materials Conference Proceedings, 2006* (2006), S. 233–6
- [146] AKIYAMA, T. ; GEORGIEV, N. ; MOZUME, T. ; YOSHIDA, H. ; GOPAL, A. V. ; WADA, O.: Nonlinearity and recovery time of  $1.55\mu\text{m}$  intersubband absorption in InGaAs/AlAs/AlAsSb coupled quantum wells. In: *electronic letters* 37 (2001), S. 129–30
- [147] GOPAL, A. V. ; YOSHIDA, H. ; NEOGI, A. ; MOZUME, T. ; GEORGIEV, N. ; SIMOYAMA, T. ; WADA, O. ; ISHIKAWA, H.: Large improvement in intersubband saturation intensity in InGaAs/AlAsSb quantum well. In: *electronic letters* 37 (2001), S. 1265–7
- [148] GOPAL, A. V. ; YOSHIDA, H. ; MOZUME, T. ; ; SIMOYAMA, T. ; ISHIKAWA, H.:  $1.35\mu\text{m}$  intersubband transition in InGaAs/AlAsSb single quantum wells. In: *electronic letters* 38 (2002), S. 600–602
- [149] GOPAL, A. V. ; YOSHIDA, H. ; SIMOYAMA, T. ; GEORGIEV, N. ; MOZUME, T. ; ISHIKAWA, H.: Well-width and doping-density dependence of  $1.35\mu\text{m}$  intersubband transition in InGaAs/AlAsSb quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 80 (2002), S. 4696–8
- [150] GOPAL, Achanta V. ; YOSHIDA, Haruhiko ; NEOGI, Arup ; GEORGIEV, Nikolai ; MOZUME, Teruo ; SIMOYAMA, Takasi ; WADA, Osamu

- 
- ; ISHIKAWA, Hiroshi: Intersubband Absorption Saturation in InGaAs-AlAsSb Quantum Wells. In: *IEEE J. Quantum Electronics* 38 (2002), S. 1515–9
- [151] GOPAL, Achanta V. ; YOSHIDA, Haruhiko ; SIMOYAMA, Takasi ; GEORGIEV, Nikolai ; MOZUME, Teruo ; ISHIKAWA, Hiroshi: Understanding the Ultra-Low Intersubband Saturation Intensity In InGaAs-AlAsSb Quantum Wells. In: *IEEE J. Quantum Electronics* 39 (2003), S. 299–305
- [152] GOPAL, Achanta V. ; SIMOYAMA, Takasi ; YOSHIDA, Haruhiko ; KASAI, Jun ichi ; MOZUME, Teruo ; ISHIKAWA, Hiroshi: Intersubband Absorption Saturation in InGaAs-AlAs-AlAsSb Coupled Quantum Wells. In: *IEEE J. Quantum Electronics* 39 (2003), S. 1356–61
- [153] GOPAL, Achanta V. ; YOSHIDA, Haruhiko ; SIMOYAMA, Takasi ; KASAI, Junichi ; MOZUME, Teruo ; ISHIKAWA, Hiroshi: Room-temperature dephasing time of intersubband transitions in heavily-doped InGaAs/AlAs/AlAsSb coupled quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 83 (2003), S. 1854–6
- [154] IMURA, M. ; KUROHARA, H. ; MASUI, Y. ; ASANO, T. ; KITADA, T. ; SHIMOMURA, S. ; HIYAMIZU, S.: Much improved flat interfaces of InGaAs/AlAsSb quantum well structures grown on (311)A InP substrates by molecular-beam epitaxy. In: *J. Vac. Sci. Technol.* B23 (2005), S. 1158–61
- [155] ISHIKAWA, H. ; SIMOYAMA, T. ; YOSHIDA, H. ; SEKIGUCHI, S. ; ACHANTA, V. G. ; KASAI, L. ; MOZUME, T.: Intersubband transition all optical switches for 160 Gb-1Tb/s OTDM systems. In: *Optical Fiber Communication Conference (OFC 2004), Los Angeles, USA* (2004)
- [156] KASAI, J. ; MOZUME, T. ; YOSHIDA, H. ; SIMOYAMA, T. ; GOPAL, A. V. ; ISHIKAWA, H.: Optical quality improvement of InGaAs/AlAs/AlAsSb coupled double quantum wells grown by molecular beam epitaxy. In: *phys. stat. sol. (c)* 1 (2004), S. 368–71
- [157] KASAI, J. ; MOZUME, T.: Growth of InGaAs/AlAsSb single quantum wells with various AlAs diffusion-stopping layers. In: *J. crystal growth* 278 (2005), S. 183–7
- [158] MOZUME, T. ; GEORGIEV, N.: Optical and structural characterization of InGaAs/AlAsSb quantum wells grown by molecular beam epitaxy.

- In: *13th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Nara, Japan, Conference Proceedings* (2001), S. 59–62
- [159] MOZUME, T. ; KASAI, J.: Micro-Raman scattering study of InGaAs/(AlAs)/AlAsSb quantum wells grown by molecular beam epitaxy. In: *J. crystal growth* 278 (2005), S. 178–82
  - [160] MOZUME, T. ; KASAI, J.: Photoluminescence and photorefectance study of InGaAs/AlAsSb quantum wells grown by molecular-beam epitaxy. In: *J. Appl. Phys.* 95 (2004), S. 1050–5
  - [161] GEORGIEV, Nikolai ; MOZUME, Teruo: Effect of growth interruptions on the interfaces of InGaAs/AlAsSb superlattice. In: *Appl. Phys. Lett* 75 (1999), S. 2371–3
  - [162] NARUSE, Makoto ; YOSHIDA, Haruhiko ; MIYAZAKI, Tetsuya ; KUBOTA, Fumito ; ISHIKAWA, Hiroshi: Ultrafast All-Optical NOR Gate Based on Intersubband and Interband Transitions. In: *IEEE photonics techn. lett.* 17 (2005), S. 1701–3
  - [163] NARUSE, Makoto ; MIYAZAKI, Tetsuya ; KUBOTA, Fumito ; YOSHIDA, Haruhiko ; ISHIKAWA, Hiroshi: Ultrafast All-Optical NOR Gate Based on Intersubband and Interband Transitions. In: *Optical Fiber Communication Conference (OFC 2005), Anaheim, USA* (2005)
  - [164] NEOGI, A. ; YOSHIDA, H. ; MOZUME, T. ; GEORGIEV, N. ; WADA, O.: Intersubband Transitions and Ultrafast All-Optical Modulation Using Multiple InGaAs-AlAsSb-InP Coupled Double-Quantum-Well Structures. In: *IEEE J. sel. top. quantum electron.* 7 (2001), S. 710–7
  - [165] NEOGI, A. ; YOSHIDA, H. ; MOZUME, T. ; GEORGIEV, N. ; AKIYAMA, T. ; WADA, O.: Absorption saturation of near-infrared intersubband transition in lattice-matched InGaAs/AlAsSb quantum wells. In: *Physica E* 7 (2000), S. 183–6
  - [166] SIMOYAMA, T. ; YOSHIDA, Haruhiko ; KASAI, Jun ichi ; MOZUME, Teruo ; GOPAL, Achanta V. ; ISHIKAWA, Hiroshi: InGaAs-AlAs-AlAsSb Coupled Quantum Well Intersubband Transition All-Optical Switch With Low Switching Energy for OTDM Systems. In: *IEEE photonics techn. lett.* 15 (2003), S. 1363–5
  - [167] NAGASE, M. ; MOZUME, T. ; SIMOYAMA, T. ; HASAMA, T. ; ISHIKAWA, H.: Intersubband Transitions in Novel Strained Coupled Quantum Wells Based on  $In_{0.53}Ga_{0.47}As$  Grown by Molecular Beam Epitaxy. In:



- [168] MOZUME, T. ; KASAI, J. ; GEORGIEV, N. ; GOPAL, A. V. ; YOSHIDA, H.: Ultralow intersubband absorption saturation intensity at communication wavelength achieved in novel strain compensated InGaAs/AlAs/AlAsSb quantum wells grown by molecular beam epitaxy. In: *Jpn. J. Appl. Phys.* 42 (2003), S. 5500–7
- [169] SCHMIDT, H. ; RAM, R. J.: All-optical wavelength converter and switch based on electromagnetically induced transparency. In: *Appl. Phys. Lett.* 76 (2000), S. 3173–5
- [170] JÄNES, P. ; HOMSTRÖM, P.: High-Speed Optical Modulator Based On Intersubband Transitions In InGaAs/InAlAs/AlAsSb Coupled Quantum Wells. In: *Indium Phosphide and Related Materials, 2003. International Conference on* (2003), S. 308–11
- [171] CRISTEA, P. ; FEDORYSHYN, Y. ; JÄCKEL, H.: Growth of AlAsSb/InGaAs MBE-layers for all-optical switches. In: *J. Cryst. Growth* 278 (2005), S. 544–7
- [172] CRISTEA, P. ; FEDORYSHYN, Y. ; MÜLLER, E. ; SIGG, H. ; JÄCKEL, H.: MBE growth of thin AlAsSb/InGaAs quantum wells for intersubband absorption. In: *13th EURO-MBE Workshop, March 7-9, 2005, Grindelwald, Switzerland* (2005)
- [173] GRANDJEAN, N. ; DAMILANO, B. ; DALMASSO, S. ; LEROUX, M. ; LAÜGT, M. ; MASSIES, J.: Built-in electric-field in wurtzite AlGaIn/GaN quantum wells. In: *J. Appl. Phys.* 86 (1999), S. 3714–20
- [174] NG, H. M. ; GMACHL, C. ; CHU, S. N. G. ; CHO, A. Y.: Molecular beam epitaxy of GaN/AlGaIn multiple quantum wells: application to near-infrared intersubband transitions (1.5 - 4.2  $\mu\text{m}$ ). In: *Proceedings of the IEEE 27th International Symposium on Compound Semiconductors, Monterey, USA* (2000), S. 245–9
- [175] MAKSIMOV, I. L. ; LI, H. D. ; SUGAHARA, T. ; TSUKIHARA, M. ; MORI, A. ; SAKAI, S.: Cracks and dislocation structures in AlGaIn systems. In: *phys. stat. sol. (c)* 7 (2003), S. 2432–5
- [176] WAAG, A. ; FISCHER, F. ; LUGAUER, H. J. ; LITZ, Th. ; LAUBENDER, J. ; LUNZ, U. ; ZEHNDER, U. ; OSSAU, W. ; GERHARDT, T. ; MÖLLER, M.

- ; LANDWEHR, G.: Molecular-beam epitaxy of beryllium-chalcogenide-based thin films and quantum-well structures. In: *J. Appl. Phys.* 80 (1996), S. 792–6
- [177] LI, B. S. ; AKIMOTO, R. ; AKITA, K. ; HASAMA, T.: ZnSe interlayer effects on properties of (CdS/ZnSe)/BeTe superlattices grown by molecular beam epitaxy. In: *J. Appl. Phys.* 99 (2006), S. 44912 1–8
- [178] AKIMOTO, R. ; LI, B. S. ; AKITA, K. ; HASAMA, T.: Ultrafast inter-subband optical switching in II-VI-based quantum well for optical fiber communications. In: *phys. stat. sol. (b)* 4 (2006), S. 805–12
- [179] GEORGIEV, Nikolai ; MOZUME, Teruo: Optical properties of In-GaAs/AlAsSb type I single quantum wells lattice matched to InP. In: *J. Vac. Sci. Technol.* B19 (2001), S. 1747–51
- [180] AKIYAMA, T. ; GEORGIEV, N. ; MOZUME, T. ; YOSHIDA, H. ; GOPAL, A. V. ; WADA, O.: 1.55  $\mu\text{m}$  Picosecond All-Optical Switching by Using Intersubband Absorption in InGaAs-AlAs-AlAsSb Coupled Quantum Wells. In: *IEEE photonics techn. lett.* 14 (2002), S. 495–7
- [181] SIMOYAMA, T. ; AKIYAMA, T. ; GOPAL, Achanta V. ; YOSHIDA, Haruhiko ; MOZUME, Teruo ; ISHIKAWA, Hiroshi: All-Optical Reshaping / Retiming Operation of Intersubband Absorption Switch Using In-GaAs/AlAs/AlAsSb Coupled Quantum Wells. In: *28th European Conference on Optical Communication (ECOC 2002), Copenhagen, Denmark* 3 (2002)
- [182] SUSU, Nobuhiko: Design of Double and Triple Quantum Wells for InGaAs-AlAsSb Intersubband Unipolar Semiconductor Lasers. In: *IEEE J. of quantum electronics* 32 (1996), S. 20–8
- [183] VURGAFTMAN, I. ; MEYER, J. R.: Design and simulation of low-threshold antimonide intersubband lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 73 (1998), S. 711–3
- [184] YANG, Q. K. ; MANZ, C. ; BRONNER, W. ; KÖHLER, K. ; WAGNER, J.: Room-temperature intersubband emission from GaInAs/AlAsSb quantum cascade structure. In: *electronics lett.* 40 (2004), S. 1339–40
- [185] MANZ, C. ; YANG, Q. ; KÖHLER, K. ; MAIER, M. ; KIRSTE, L. ; WAGNER, J. ; SEND, W. ; GERTHSEN, D.: High-quality GaInAs/AlAsSb quantum cascade lasers grown by molecular beam epitaxy in continuous growth mode. In: *J. Crystal Growth* 280 (2005), S. 75–80

- 
- [186] YANG, Q. K. ; MANZ, C. ; BRONNER, W. ; MANN, Ch. ; KÖHLER, K. ; WAGNER, J.: GaInAs/AlAsSb quantum-cascade lasers operating up to 400K. In: *Appl. Phys. Lett.* 86 (2005), S. 131107 1–3
  - [187] YANG, Q. ; MANZ, C. ; BRONNER, W. ; KIRSTE, L. ; KÖHLER, K. ; WAGNER, J.: GaInAs/AlGaAsSb quantum-cascade lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 86 (2005), S. 131109 1–3
  - [188] YANG, Quankui ; MANZ, Christian ; BRONNER, Wolfgang ; KÖHLER, Klaus ; WAGNER, Joachim: Above room-temperature GaInAs/Al(Ga)AsSb quantum cascade lasers. In: *phys. stat. sol. (c)* 3 (2006), S. 415–8
  - [189] YANG, Q. ; MANZ, C. ; BRONNER, W. ; KÖHLER, K. ; WAGNER, J.: Room-temperature short-wavelength ( $\lambda \sim 3.7 - 3.9 \mu\text{m}$ ) GaInAs/AlAsSb quantum-cascade lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006), S. 121127 1–3
  - [190] REVIN, D. G. ; WILSON, L. R. ; ZIBIK, E. A. ; GREEN, R. P. ; COCKBURN, J. W. ; STEER, M. J. ; AIREY, R. J. ; HOPKINSON, M.:  $\lambda \sim 4\text{--}5.3 \mu\text{m}$  intersubband emission from InGaAs-AlAsSb quantum cascade structures. In: *Appl. Phys. Lett.* 84 (2004), S. 1447–9
  - [191] REVIN, D. G. ; STEER, M. J. ; WILSON, L. R. ; AIREY, R. J. ; COCKBURN, J. W. ; ZIBIK, E. A. ; GREEN, R. P.: InGaAs-AlAsSb quantum cascade structures emitting at  $3.1 \mu\text{m}$ . In: *electronics lett.* 40 (2004), S. 874–5
  - [192] REVIN, D. G. ; WILSON, L. R. ; ZIBIK, E. A. ; GREEN, R. P. ; COCKBURN, J. W. ; STEER, M. J. ; AIREY, R. J. ; HOPKINS, M.: InGaAs-AlAsSb quantum cascade lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004), S. 3992–4
  - [193] REVIN, D. G. ; WILSON, L. R. ; GREEN, E. A. Zibik R. P. ; COCKBURN, J. W. ; STEER, M. J. ; AIREY, R. J. ; HOPKINS, M. ; OFFERMANS, P. ; KOENRAAD, P. M. ; WOLTER, J. H.: InGaAs-AlAsSb Quantum Cascade Lasers Emitting at  $4.4 \mu\text{m}$ . In: *Conference on Lasers and Electro-Optics, (CLEO)* 1 (2005), S. 248–250
  - [194] REVIN, D. G. ; WILSON, L. R. ; GREEN, E. A. Zibik R. P. ; COCKBURN, J. W. ; STEER, M. J. ; AIREY, R. J. ; HOPKINS, M. ; OFFERMANS, P. ; KOENRAAD, P. M. ; WOLTER, J. H.: InGaAs-AlAsSb-InP Quantum

- Cascade Lasers: Performance And Prospects. In: *International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, (IPRM)* (2005), S. 76–7
- [195] GEBAUER, Jörg: *Native Leerstellen in GaAs - der Einfluß von Stöchiometrie und Dotierung*, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Diss., 2000
- [196] LAGADAS, M. ; HATZOPOULOS, Z. ; TSAGARAKI, K. ; CALAMIOTOU, M. ; LIOUTAS, C. ; CHRISTOU, A.: The effect of arsenic overpressure on the structural properties GaAs grown at low temperature. In: *J. Appl. Phys.* 80 (1996), S. 4377–83
- [197] MUTHUVENKATRAMAN, S. ; GORANTLA, Suresh ; VENKAT, Rama ; DORSEY, Donald L.: Theoretical study of antisite arsenic incorporation in the low temperature molecular beam epitaxy of gallium arsenide. In: *J. Appl. Phys.* 83 (1998), S. 5845–51
- [198] STAAB, T. E. M. ; NIEMINEN, R. M. ; GEBAUER, J. ; KRAUSE-REHBERG, R. ; LUYSBERG, M. ; HAUGK, M. ; FRAUENHEIM, Th.: Do Arsenic Interstitials Really Exist in As-Rich GaAs? In: *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001), S. 045504–1–4
- [199] EAGLESHAM, D. J. ; PFEIFFER, L. N. ; WEST, K. W. ; DYKAAR, D. R.: Limited thickness epitaxy in GaAs molecular beam epitaxy near 200 °C. In: *Appl. Phys. Lett.* 58 (1991), S. 65–7
- [200] LILIENTAL-WEBER, Z. ; SWIDER, W. ; YU, K. M. ; KORTRIGHT, J.: Breakdown of crystallinity in low-temperature-grown GaAs layers. In: *Appl. Phys. Lett.* 58 (1991), S. 2153–5
- [201] MICHAEL, Kurtzweg: *Transmissionselektronenmikroskopische Charakterisierung von (Ga,In)As/(Al,In)As-Vielfachschichten*. 2001
- [202] HAUS, H. A. ; IPPEN, E. P. ; TAMURA, K.: Additive-Pulse Modelocking in Fiber Lasers. In: *IEEE J. quantum electronics* 30 (1994), S. 200–8
- [203] TAMURA, K. ; DOERR, C. R. ; HAUS, H. A. ; IPPEN, E. P.: Soliton Fiber Ring Laser Stabilization and Tuning with a Broad Intracavity Filter. In: *IEEE photonic techn. lett.* 6 (1994), S. 697–9
- [204] TAMURA, K. ; IPPEN, E. P. ; HAUS, H. A.: Pulse dynamics in stretched-pulse fiber laser. In: *Appl. Phys. Lett.* 67 (1995), S. 158–60

- 
- [205] SMITH, Nicholas J. ; BLOW, K. J. ; ANDONOVIC, Ivan: Sideband Generation Through Perturbations to the Average Soliton Model. In: *J lightwave techn.* 10 (1992), S. 1329–33
  - [206] DENNIS, Michael L. ; DULING, Irl N.: Experimental Study of Sideband Generation in Femtosecond Fiber Lasers. In: *IEEE J. quantum electronics* 30 (1994), S. 1469–77
  - [207] GRUDININ, A. B. ; GRAY, S.: Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 14 (1997), S. 144–54
  - [208] KAINDL, Robert A.: *Ultrafast mid-infrared studies of low-energy excitations in solids*, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I, Humboldt-Universität zu Berlin, Diss., 2000
  - [209] EICKEMEYER, Felix: *Ultrafast dynamics of coherent intersubband polarizations in quantum wells and quantum cascade laser structures*, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I, Humboldt-Universität zu Berlin, Diss., 2002
  - [210] KAINDL, Robert A. ; WURM, Matthias ; REIMANN, Klaus ; HAMM, Peter ; WEINER, Andrew M. ; WOERNER, Michael: Generation, shaping, and characterization of intense femtosecond pulses tunable from 3 to 20  $\mu\text{m}$ . In: *J. Opt. Soc. Am. B* 17 (2000), S. 2086–94
  - [211] SANDIA: SNLO software. In: <http://www.sandia.gov/imrl/XWEB1128/snloftp.htm> (2006)
  - [212] *Kapitel Optical Properties II.* In: YU, Peter Y. ; CARDONA, Manuel: *Fundamentals of Semiconductors*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2001, S. 353–4
  - [213] KÜNZEL, H. ; PASSENBERG, W. ; BÖTTCHER, J. ; HEEDT, C.: Optimization of the AlInAs growth temperature for AlInAs/GaInAs HEMTs grown by MBE. In: *Microelectronic Eng.* 15 (1991), S. 569–72
  - [214] HOENOW, H. ; BACH, H.-G. ; KÜNZEL, H. ; SCHRAMM, C.: Si-doping characteristics and deep levels in MBE-AlInAs layers. In: *Inst. Phys. Conf. Ser.* (1994), Nr. 136, S. 743–8. – Paper presented at the int. Symp. GaAs And Related Compounds, Freiburg, 1993
  - [215] TOMOZAWA, H. ; MALININ, A. ; HASHIZUME, T. ; HASEGAWA, H.: DLTS study of deep levels in Si-doped  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  layers grown by molecular beam epitaxy. In: *extended abstracts of the 1994 International*

- Conference on Solid State Devices and Materials, Yokohama* (1994), S. 120–2
- [216] MEVA'A, C. ; LETARTRE, X. ; ROJO-ROMEO, P. ; VIKTOROVITCH, P.: Low temperature MBE grown AlInAs: investigation of current voltage and low frequency noise behaviour of Schottky diodes. In: *Solid-State Electronics* 41 (19937), S. 857–64
- [217] BROWN, A. S. ; DELANEY, M. J. ; SINGH, J.: The effect of inhibited growth kinetics on GaInAs and AlInAs alloy and interface quality. In: *J. Vac. Sci. Technol.* B7 (1989), S. 384–7
- [218] OH, J. E. ; BHATTACHARYA, P. K. ; CHEN, Y. C. ; AINA, O. ; MATTINGLY, M.: The dependence of the electrical and optical properties of molecular beam epitaxial  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  on growth parameters: interplay of surface kinetics and thermodynamics. In: *J. Electron. Mater.* 19 (1990), S. 435–41
- [219] ZAKHAROV, N. D. ; LILIENTAL-WEBER, Z. ; SWIDER, W. ; WASHBURN, J. ; BROWN, A. s. ; METZGER, R.: Ordering in InGaAs/InAlAs layers. In: *J. Electronic Materials* 22 (1993), S. 1495–8
- [220] HASE, A. ; KÜNZEL, H. ; ZAHN, D. R. T. ; RICHTER, W.: Assessment of clustering induced internal strain in AlInAs. In: *J. Appl. Phys.* 76 (1994), S. 2459–65
- [221] BEARZI, E. ; BENYATTOU, T. ; GUILLOT, G. ; MARTY, O. ; PITAVAL, M. ; OUSTRIC, M. ; GENDRY, M. ; HOLLINGER, G. ; HARMAND, J. C. ; QUILLEC, M.: Anomalous optical behaviour of LT-AlInAs related to anisotropic composition modulation. In: *Indium Phosphide and Related Materials, 1996* (1996), S. 19–22. – Eighth International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Schwäbisch-Gmünd, Germany
- [222] METZGER, R. A. ; LIU, T. ; STANCHINA, W. E. ; WILSON, R. G. ; JENSEN, J. F. ; MCCRAY, L. G. ; PIERCE, M. W. ; KARGODORIAN, T. V. ; ALLEN, Y. K. ; LOU, P. F. ; MISHRA, U. K.: Control of Be diffusion in AlInAs/GaInAs heterostructure bipolar transistors through use of low-temperature GaInAs. In: *J. Vac. Sci. Technol.* B10 (1992), S. 859–62
- [223] METZGER, R. A. ; HAFIZI, M. ; STANCHINA, W. E. ; LIU, T. ; WILSON, R. G. ; MCCRAY, L. G.: Confinement of high Be doping levels

- 
- in AlInAs/GaInAs npn heterojunction bipolar transistors by low temperature molecular-beam epitaxial growth. In: *Appl. Phys. Lett.* 63 (1993), S. 1360–2
- [224] HAMM, R. A. ; PANISH, M. B. ; NOTTENBURG, R. N. ; CHEN, Y. K. ; HUMPHREY, D. A.: Ultrahigh Be doping of Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As by low-temperature molecular beam epitaxy. In: *Appl. Phys. Lett.* 54 (1989), S. 2586–8
- [225] SPECHT, P. ; CICH, M. J. ; ZHAO, R. ; JÄGER, N. D. ; GEBAUER, J. ; BÖRNER, F. ; KRAUSE-REHBERG, R. ; LUYSBERG, M. ; WEBER, E. R.: Defect engineering in MBE grown GaAs-based materials. In: *2000 Int. Semiconducting and Insulating Materials Conference SIMC-XI* (2001), S. 73–6. – C. Jagadish and N. J. Welham, IEEE Publ.
- [226] TALWAR, D. N. ; MANASREH, M. O. ; STUTZ, C. E. ; KASPI, R. ; EVANS, K. R.: Infrared Studies of Be-doped GaAs grown by Molecular Beam Epitaxy at low Temperatures. In: *J. Electron. Mater.* 22 (1993), S. 1445–8
- [227] O’LEARY, Stephen K. ; JOHNSON, S. R. ; LIM, P. K.: the relationship between the distribution of electronic states and the optical absorption spectrum of amorphous semiconductor: An empirical analysis. In: *J. Appl. Phys.* 82 (1997), S. 3334–40
- [228] SU, Z. A. ; HUANG, J. H. ; HSIEH, L. Z. ; LEE, W. I.: Two-dimensional arsenic precipitation in superlattice structures of alternately undoped and heavily Be-doped GaAs grown by low-temperature molecular beam epitaxy. In: *Appl. Phys. Lett.* 72 (1998), S. 1984–6
- [229] *Kapitel Nonlinear Optical Properties of Semiconductor Quantum Wells.* In: HAUG, Hartmut (Hrsg.): *Optical Nonlinearity and Instabilities in Semiconductors.* Academic Press, Inc, 1988
- [230] SHAH, Jagdeep: *Springer Series in Solid-State Sciences.* Bd. 115: *Ultrafast Spectroscopy of Semiconductors and Semiconductor Nanostructures.* Springer, 1999
- [231] SHAH, Jagdeep ; LEHENY, R. F. ; NAHORY, R. E. ; POLLACK, M. A.: Hot-carrier relaxation in photoexcited In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As. In: *Appl. Phys. Lett.* 37 (1980), S. 475–77

- [232] KASH, Kathleen ; SHAH, Jagdeep: Carrier energy relaxation in  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  determined from picosecond luminescence studies. In: *Appl. Phys. Lett.* 45 (1984), S. 401–3
- [233] HENRY, C. H. ; LOGAN, R. A. ; MERRITT, F. R. ; BETHEA, C. G.: Radiative and nonradiative lifetimes in n-type and p-type  $1.6\ \mu\text{m}$  InGaAs. In: *Electronics Lett.* 20 (1984), S. 358–9
- [234] RIECK, B. ; GOLDSTEIN, M. ; ROSKOS, H. ; SEILMEIER, A. ; KAISER, W. ; BAUMANN, G. G.: Relaxation of hot carriers in undoped and n-doped  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  generated by subpicosecond pulses. In: *Solid-State Electronics* 32 (1989), S. 1405–9
- [235] ROSKOS, H. ; RIECK, B. ; SEILMEIER, A. ; KAISER, W. ; BAUMANN, G. G.: Cooling of photoexcited carriers in undoped and n-doped  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  studied within the first few picoseconds. In: *Phys. Rev. B* 40 (1989), S. 1396–9
- [236] ELSAESSER, T. ; BÄUERLE, R. J. ; KAISER, W. ; LOBENTANZER, H. ; STOLZ, W. ; PLOOG, K.: Transient absorption spectra of modulation-doped  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$  multiple-quantum-well structure measured by picosecond infrared pulses. In: *Appl. Phys. Lett.* 54 (1989), S. 256–8
- [237] ELSAESSER, T. ; BÄUERLE, R. J. ; KAISER, W. ; LOBENTANZER, H. ; STOLZ, W. ; PLOOG, K.: Transient intersubband absorption spectra of hot electrons in a modulation-doped multiple-quantum-well structure. In: *Solid-State Electronics* 32 (1989), S. 1707–11
- [238] LOBENTANZER, H. ; STOLZ, W. ; PLOOG, K. ; BÄUERLE, R. J. ; ELSAESSER, T.: Screening of the  $n=2$  excitonic resonance by hot carriers in an undoped  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$  multiple quantum well structure. In: *Solid-State Electronics* 32 (1989), S. 1875–9
- [239] HSU, C. C. ; MCGINNIS, B. P. ; SOKOLOFF, J. P. ; KHITROVA, G. ; GIBBS, H. M. ; PEYGHAMBARIAN, N. ; JOHNS, S. T. ; KROL, M. F.: Room-temperature optical nonlinearities of GaInAs/AlInAs and GaInAs/AlInAs multiple quantum wells and integrated-mirror etalons at  $1.3\ \mu\text{m}$ . In: *J. Appl. Phys.* 70 (1991), S. 5615–8
- [240] KNOX, W. H. ; CHEMLA, D. S. ; LIVESCU, G. ; CUNNINGHAM, J. E. ; HENRY, J. E.: Femtosecond carrier thermalization in dense Fermi seas. In: *Phys. Rev. Lett.* 61 (1988), S. 1290–3



- 
- [241] FATTI, N. D. ; LANGOT, P. ; TOMMASI, R. ; VALLÉE, F.: Ultrafast hole-phonon interaction in GaAs. In: *Appl. Phys. Lett.* 71 (1997), S. 75–7
  - [242] KOSTOULAS, Y. ; WAXER, L. J. ; WALMSLEY, I. A. ; WICKS, G. W. ; FAUCHET, P. M.: Femtosecond carrier dynamics in low-temperature-grown indium phosphide. In: *Appl. Phys. Lett.* 66 (1995), S. 1821–3
  - [243] KELLER, Ursula: Why are low-temperature MBE grown semiconductors important for an all-solid-state ultrafast laser technology? In: *Semiconducting and Semi-Insulating Materials Conference, IEEE* (1996), S. 317–20
  - [244] FLUCK, R. ; JUNG, I. D. ; KÄRTNER, F. X. ; KELLER, U.: Broadband saturable absorber for 10-fs pulse generation. In: *Optics Lett.* 21 (1996), S. 743–5
  - [245] SCHÖN, S. ; RUTZ, A. ; LIVERINI, V. ; GRANGE, R. ; HAIML, M. ; ZELLER, S. C. ; KELLER, U.: Dilute nitride absorbers in passive devices for mode locking of solid-state lasers. In: *J. Cryst. Growth* 278 (2005), S. 239–43
  - [246] JUNG, I. D. ; KÄRTNER, F. X. ; MATUSCHEK, N. ; SUTTER, D. H. ; MORIER-GENOUD, F. ; ZHANG, G. ; KELLER, U. ; SCHEUER, V. ; TILSCH, M. ; TSCHUDI, T.: Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti:sapphire laser. In: *optics lett.* 22 (1997), S. 1009–11
  - [247] LUDWIG, Christoph ; KUHL, Jürgen: Studies of the temporal and spectral shape of terahertz pulses generated from photoconducting switches. In: *Appl. Phys. Lett.* 69 (1996), S. 1194–6
  - [248] VERGHESE, S. ; MCINTOSH, K. A. ; CALAWA, S. ; DINATALE, W. F. ; DUERR, E. K. ; MOLVAR, K. A.: Generation and detection of coherent terahertz waves using two photomixers. In: *Appl. Phys. Lett.* 73 (1998), S. 3824–6
  - [249] DARMO, J. ; STRASSER, G. ; MÜLLER, T. ; BRATSCHITSCH, R. ; UNTERRAINER, K.: Surface-modified GaAs terahertz plasmon emitter. In: *Appl. Phys. Lett.* 81 (2002), S. 871–3
  - [250] SHEN, Y. C. ; UPADHYA, P. C. ; BEERE, H. E. ; LINFIELD, E. H. ; DAVIES, A. G. ; GREGORY, I. S. ; BAKER, C. ; TRIBE, W. R. ; EVANS, M. J.: Generation and detection of ultrabroadband terahertz radiation

- using photoconductive emitters and receivers. In: *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004), S. 164–6
- [251] BAKER, C. ; GREGORY, I. S. ; EVANS, M. J. ; TRIBE, W. R. ; LINFIELD, E. H. ; MISSOUS, M.: All-optoelectronic terahertz system using low-temperature-grown InGaAs photomixers. In: *Optics Express* 13 (2005), S. 9639–44
- [252] WILK, Rafal ; MIKULICS, Martin ; BIERMANN, Klaus ; KÜNZEL, Harald ; KOZMA, Ida Z. ; HOLZWARTH, Ronald ; SARTORIUS, Bernd ; MEI, Michael ; KOCH, Martin: THz time-domain spectrometer based on LT-InGaAs photoconductive antennas excited by a 1.55  $\mu\text{m}$  fibre laser. In: *Lasers and Electro-Optics, 2007. CLEO 2007* (2007). – eingereicht
- [253] TANAKA, Masaaki: Spintronics: recent progress and tomorrow's challenges. In: *J. Crys. Growth* 278 (2005), S. 25–37
- [254] FAIST, Jérôme ; TREDICUCCI, Alessandro ; CAPASSO, Federico ; SIRTORI, Carlo ; SIVCO, Deborah L. ; BAILLARGEON, James N. ; HUTCHINSON, Albert L. ; CHO, Alfred Y.: High-Power Continuous-Wave Quantum Cascade Lasers. In: *IEEE J. quantum electronics* 34 (1998), S. 336–42
- [255] HOFSTETTER, D. ; BECK, M. ; AELLEN, T. ; FAIST, J.: High-temperature operation of distributed feedback quantum-cascade lasers at 5.3  $\mu\text{m}$ . In: *Appl. Phys. Lett.* 78 (2001), S. 396–8
- [256] ULBRICH, N. ; SCARPA, G. ; SIGL, A. ; ROSSKOPF, J. ; BÖHM, G. ; ABSTREITER, G. ; AMANN, M.-C.: High Temperature ( $T \geq 470\text{K}$ ) pulsed operation of 5.5  $\mu\text{m}$  quantum cascade lasers with high-reflection coating. In: *electronic letters* 37 (2001), S. 1341–2
- [257] *Kapitel Carrier Transport*. In: PIPREK, Joachim: *Semiconductor Optoelectronic Devices*. Academic Press, 2003
- [258] SEMTSIV, Mykhaylo P. ; DRESSLER, Sebastian ; MÜLLER, Uwe ; KNIGGE, Steffen ; ZIEGLER, Mathias ; MASSELINK, William T.: Proton-Implanted Shallow-Ridge Quantum-Cascade Laser. In: *IEEE J. quantum electronics* 42 (2006), S. 490–3
- [259] *Kapitel Heat Generation and Dissipation*. In: PIPREK, Joachim: *Semiconductor Optoelectronic Devices*. Academic Press, 2003

- 
- [260] EVANS, A. ; YU, J. S. ; DAVID, J. ; DORIS, L. ; MI, K. ; SLIVKEN, S. ; RAZEGHI, M.: High-temperature, high-power, continuous-wave operation of buried heterostructure quantum-cascade lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 84 (2004), S. 314–6
  - [261] AELLEN, Thierry ; BECK, Mattias ; HOYLER, Nicolas ; GIOVANNINI, Marcella ; FAIST, Jérôme ; GINI, Emilio: Doping in quantum cascade lasers. I. InAlAs-InGaAs/InP midinfrared devices. In: *J. Appl. Phys.* 100 (2006), S. 043101 1–4
  - [262] BLUM, O. ; HAFICH, M. J. ; KLEM, J. F. ; LEAR, K. L. ; CHU, S. N. G.: Electrical and optical characteristics of AlAsSb/GaAsSb distributed Bragg reflectors for surface emitting lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 67 (1995), S. 3233–5
  - [263] TRIBUZY, C. V-B. ; OHSER, S. ; WINNERL, S. ; GRENZER, J. ; SCHNEIDER, H. ; HELM, M. ; NEUHAUS, J. ; DEKORSY, T. ; BIERMANN, K. ; KÜNZEL, H.: Femtosecond pump-probe spectroscopy of intersubband relaxation dynamics in narrow InGaAs/AlAsSb quantum well structures. In: *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006), S. 171104 1–3
  - [264] TRIBUZY, C. Villas-Boas ; OHSER, S. ; NEUHAUS, J. ; DEKORSY, T. ; WINNERL, S. ; SCHNEIDER, H. ; HELM, M. ; BIERMANN, K. ; KÜNZEL, H.: Intersubband relaxation dynamics in narrow InGaAs/AlAsSb quantum well structures studied by femtosecond pump-probe spectroscopy. In: *28th International Conference on the Physics of Semiconductors Vienna, Austria* (July 24-28 2006). – TuA3m.6 Poster
  - [265] TRIBUZY, C. Villas-Boas ; OHSER, S. ; NEUHAUS, J. ; DEKORSY, T. ; WINNERL, S. ; SCHNEIDER, H. ; HELM, M. ; BIERMANN, K. ; KÜNZEL, H.: Intersubband relaxation dynamics in narrow InGaAs/AlAsSb and InGaAs/AlAs quantum well structures using pump-probe spectroscopy. In: *DPG Tagung Dresden, 27.-31. März 2006* (2006). – HL 24.10 Ultra fast phenomena
  - [266] MENZEL, Stefan: Intersubbandspektroskopie an Antimonid-basierten Halbleiter Quantenstrukturen. In: *Diplomarbeit* (2004). – Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung, Forschungszentrum Rossendorf
  - [267] VARSHNI, Y. P.: Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. In: *Physica* 34 (1967), S. 149–54

- [268] MAKINO, T. ; SEGAWA, Y. ; KAWASAKI, M. ; KOINUMA, H.: Optcal Properties of Excitons in ZnO-based Quantum Well Heterostructures. In: *Semicond. Sci. Tech.* 20 (2005), S. 78–94
- [269] CHEMLA, Daniel S. ; MILLER, David A. B. ; SMITH, Peter W. ; GOSSARD, Arthur C. ; WIEGMANN, William: Room Temperature Excitonic Nonlinear Absorption and Refraction in GaAs/AlGaAs Multiple Quantum Well Structures. In: *IEEE J. Quantum Electronics* 20 (1984), S. 265–75
- [270] ACKLEY, D. E. ; LEE, H. ; COLVARD, C. ; NOURI, N.: Excitonic behavior in pseudomorphic InGaAs/(Al,Ga)As quantum wells grown by molecular-beam epitaxy. In: *J. Appl. Phys.* 66 (1989), S. 2746–9
- [271] MÜLLHÄUSER, Jochen R.: *Properties of Zincblende GaN and (In,Ga,Al)N Heterostructures grown by Molecular Beam Epitaxy*, Humboldt-Universität zu Berlin, Diss., 1999
- [272] SHEN, W. Z. ; CHANG, Y. ; SHEN, S. C. ; TANG, W. G. ; ZHAO, Y. ; LI, A. Z.: Temperature-dependent exciton behavior in quaternary GaInAsSb/AlGaAsSb strained single quantum wells. In: *J. Appl. Phys.* 79 (1996), S. 2139–41
- [273] SHEN, W. Z.: Study of exciton-longitudinal optical phonon coupling in quantum wells for optoelectronic applications. In: *Appl. Phys. Lett.* 79 (2001), S. 1285–7
- [274] KRUSTOK, Jüri ; COLLAN, Heikki ; HJELT, Kari: Does the low-temperature Arrhenius plot of the photoluminescence intensity in CdTe point towards an erroneous activation energy? In: *J. Appl. Phys.* 81 (1997), S. 1442–5
- [275] BUYANOVA, I. A. ; CHEN, W. M. ; MONEMAR, B.: Electronic Properties of Ga(In)NAs Alloys. In: *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* 6,2 (2001), S. 1–19
- [276] LAURETO, E. ; MENESES, E. A. ; CARVALHO JR., W. ; BERNUSSI, A. A. ; RIBEIRO, E. ; SILVA, E. C. F. ; OLIVEIRA, J. B. B.: Optical Studies of the Correlation Between Interface Disorder and Photoluminescence Line Shape in GaAs/InGaP Quantum Wells. In: *Brazilian J. Physics* 32 (2002), S. 314–7

- 
- [277] FANG-YANG ; WILKINSON, M. ; AUSTIN, E. J. ; O'DONNELL, K. P.: Origin of the Stokes shift: a geometrical model of exciton spectra in 2D semiconductors. In: *Phys. Rev. Lett.* 70 (1993), S. 323–6
  - [278] PING, Er-Xuan ; DALAL, Vikram: Exciton photoluminescence of quantum wells affected by thermal migration and inherent interface fluctuation. In: *J. Appl. Phys* 74 (1993), S. 5349–53
  - [279] GURIOLI, M. ; VINATTIERI, A. ; MARTINEX-PASTOR, J. ; COLCCI, M.: Exciton thermalization in quantum-well structures. In: *Phys. Rev.* B50 (1994), S. 11817–26
  - [280] POLIMENI, A. ; PATANÈ, A. ; ALESSI, M. G. ; CAPIZZI, M. ; MARTELLI, F. ; BOSACCHI, A. ; FRANCHI, S.: Stokes shift in quantum wells: Trapping versus thermalization. In: *Phys. Rev. B* 54 (1996), S. 16389–92
  - [281] KOBAYASHI, N. ; BENCHIMOL, J. L. ; ALEXANDRE, F. ; GAO, Y.: Substrate temperature dependence of GaAs, GaInAs, and GaAlAs growth rates in metalorganic molecular beam epitaxy. In: *Appl. Phys. Lett.* 51 (1987), S. 1907–9
  - [282] HEBARD, A. F. ; RUEL, R. R. ; EOM, C. B.: Charge transfer and surface scattering at  $Cu - C_{60}$  planar interfaces. In: *Phys. Rev. B* 54 (1996), S. 14052–60
  - [283] BRANDT, O. ; PLOOG, K. ; TAPFER, L. ; HOHENSTEIN, M. ; BIERWOLF, R. ; PHILLIPP, F.: Formation and morphology of InAs/GaAs heterointerfaces. In: *Phys. Rev. B* 45 (1992), S. 8443–53
  - [284] MARTINI, S. ; QUIVY, A. A.: In-situ determination of indium segregation in InGaAs/GaAs quantum wells grown by molecular beam epitaxy. In: *Brazilian J. of Physics* 32 (2002), S. 359–61
  - [285] NAGLE, J. ; LANDESMAN, J. P. ; LARIVE, M. ; MOTTET, C. ; BOIS, P.: Indium surface segregation in strained GaInAs quantum wells on GaAs by MBE. In: *J. Crystal Growth* 127 (1993), S. 550–4
  - [286] LARIVE, M. ; NAGLE, J. ; LANDESMAN, J. P. ; MARCADET, X. ; MOTTET, C. ; BOIS, P.: In situ core-level photoelectron spectroscopy study of indium segregation at GaInAs/GaAs heterojunctions grown by molecular-beam epitaxy. In: *J. Vac. Sci. Technol.* 11 (1993), S. 1413–7

- [287] HOUZAY, F. ; MOISON, J. M. ; GUILLE, C. ; BARTHE, F. ; ROMPAY, M. V.: Surface segregation of third-column atoms in III-V ternary arsenides. In: *Molecular Beam Epitaxy 1988. Workbook of the Fifth International Conference*. (1988), S. 41–4
- [288] MARTINI, S. ; QUIVY, A. A. ; TABATA, A. ; LEITE, J. R.: Influence of the temperature and excitation power on the optical properties of InGaAs/GaAs quantum wells grown on vicinal GaAs(001) surfaces. In: *J. Appl. Phys.* 90 (2001), S. 2280–9
- [289] PRÉVOT, I. ; MARCADET, X. ; RENARD, C. ; MASSIES, J.: Real-time assessment of In surface segregation during the MBE growth of AlSb/InAs(Sb) heterostructures. In: *Molecular Beam Epitaxy, 2002 International Conference on* (2002), S. 169–70
- [290] KASPI, Ron ; EVANS, Keith R.: Sb-surface segregation and the control of compositional abruptness at the GaAsSb/GaAs interface. In: *J. crystal growth* 175/176 (1997), S. 838–43
- [291] SCHOWALTER, M. ; ROSENAUER, A. ; GERTHSEN, D. ; GRAU, M. ; AMANN, M. C.: Quantitative measurement of the influence of growth interruptions on the Sb distribution of GaSb/GaAs quantum wells by transmission electron microscopy. In: *Appl. Phys. Lett.* 83 (2003), S. 4123–5
- [292] SCHOWALTER, M. ; ROSENAUER, A. ; GERTHSEN, D. ; GRAU, M. ; AMANN, M. C.: Quantitative investigation of Sb distribution in GaSb/GaAs heterostructures. In: *Microscopy of Semiconducting Materials Conference, Cambridge, UK 31.3-3.4.2003* (2004), S. 147–50
- [293] CUNNINGHAM, J. E. ; DINU, M. ; SHAH, J. ; QUOCHI, F. ; KILPER, D. ; JAN, W. Y. ; WILLIAMS, M. D. ; MILLS, A. ; HENDERSON, W. E.: Growth and optical properties of GaAsSb quantum wells for 1.3  $\mu\text{m}$  VCSELs. In: *J. Vac. Sci. Technol.* B19 (2001), S. 1948–52
- [294] *Kapitel Theory of Electronic Band Structures in Semiconductors*. In: CHUANG, Shun L.: *Physics of optoelectronic devices*. John Wiley & Sons, Inc, 1995
- [295] TOURNIE, E. ; PLOOG, K. H. ; GRANDJEAN, N. ; MASSIES, J.: Surfactant-mediated molecular-beam epitaxy of highly-strained III-V semiconductor heterostructures. In: *Indium Phosphide and Related Materials, 1994. Conference Proceedings., Sixth International Conference on* (1994), S. 49–52

- 
- [296] YANG, Q. ; MANZ, C. ; BRONNER, W. ; SCHÄUBLE, K. ; MANN, Ch. ; SCHWARZ, K. ; KÖHLER, K. ; WAGNER, J.: Bound-to-Continuum GaInAs-AlAsSb Quantum Cascade Lasers With Reduced Electric Injection Power Density. In: *IEEE Photonics Techn. Lett.* 18 (2006), S. 1356–8
  - [297] WILSON, L. R. ; CARDER, D. A. ; COCKBURN, J. W. ; GREEN, R. P. ; REVIN, D. G. ; STEER, M. J. ; HOPKINSON, M. ; HILL, G. ; AIREY, R.: Intervalley scattering in GaAs-AlAs quantum cascade lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 81 (2002), S. 1378–80
  - [298] *Kapitel* Semiconductor Statistics. In: SEEGER, Karlheinz: *Semiconductor Physics - an Introduction*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2002
  - [299] BEDNARCZYK, D. ; BEDNARCZYK, J.: The approximation of the Fermi-Dirac integral  $f_{1/2}$ . In: *Phys. Lett.* 64A (1978), S. 409–10
  - [300] *Kapitel* The Quantum Extension of the Drude-Zener Theory in Polar Semiconductors. In: PALIK, D. (Hrsg.): *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, Inc., 1985
  - [301] MADELUNG, O. (Hrsg.): *Landolt-Börnstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Vol 17a*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg NewYork, 1982
  - [302] MADELUNG, O. (Hrsg.): *Landolt-Börnstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Vol 22*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg NewYork, 1982
  - [303] AGRAWAL, Govind P.: *Fibre-Optic Communication Systems*. John Wiley & Sons, Inc., 1997
  - [304] ZAPPE, Hans P.: *Introduction to Semiconductor Integrated Optics*. Artech House Boston London, 1995

# Danksagung

Herrn Prof. Dr. T. Elsässer möchte ich für die Aufnahme in den Bereich *Nichtlineare Prozesse in kondensierter Materie* des Max-Born-Instituts, für die Möglichkeit mit Femtosekunden Lasersystemen arbeiten zu können und für die Begutachtung der Arbeit danken.

Für die Anfertigung des Zweit- bzw. Drittgutachtens danke ich Herrn Prof. Dr. M. Helm und Prof. Dr. W. T. Masselink.

Herrn Dr. habil. M. Wörner danke ich für seine Diskussionsfreudigkeit und die engagierte Betreuung dieser Arbeit. Herrn Prof. Dr. K. Reimann möchte ich für seine beständige Hilfsbereitschaft in experimentellen und theoretischen Belangen danken. Hervorheben möchte ich seine  $k \cdot p$  Berechnungen zur Interband Absorption kompletter QCL Strukturen (S. 123f).

Für die angenehme und kollegiale Arbeitsatmosphäre in den Arbeitsgruppen *Festkörper-Lichtquellen* und *Femtosekundenspektroskopie an Festkörpern* des Max-Born-Instituts danke ich Dr. A. Bärwolff, Dr. C. Lienau, Dr. U. Griebner, Dr. R. Grunwald, Dr. F. Eickemeyer, Dr. T. Günther, Dr. V. Malyarchuk, Dr. M. Leitner und Dr. M. Wrage. Herrn Dr. D. Nickel gilt mein Dank für die Einführung in das interessante Gebiet der Kurzzeitspektroskopie und Herrn Dr. J. Tomm danke ich für die FTPEC Messungen an LT MQW Strukturen. Für die zuverlässige technische Unterstützung danke ich Frau G. Kordass.

Herrn Dr. N. Grote danke ich für die Möglichkeit, in der Abteilung *Materialtechnologie* des Heinrich-Hertz-Instituts mitarbeiten zu können und die exzellente technologische Ausstattung nutzen zu dürfen. Bei Herrn Dr. H. Künzel möchte ich mich herzlich für die hervorragende wissenschaftliche Betreuung, technische Unterstützung, für die freundschaftliche Zusammenarbeit und nicht zuletzt für das Korrekturlesen dieser Arbeit bedanken. Den (teilweise ehemaligen) Mitgliedern der MBE Arbeitsgruppe am Heinrich-Hertz-Institut danke ich für die hilfsbereite, motivierende und kollegiale Arbeitsatmosphäre. Im einzelnen sind dies: Herr Dipl.-Phys. A. Hase, Herr Dr. S. Schelhase, Dipl.-Ing. R. Gibis, Dr. W. Passenberg, und Frau Dipl.-Ing. J. Böttcher. Herrn Dipl.-Phys. S. Dreßler (Humboldt Universität, Berlin) danke ich für die Prozessierung verschiedener Halbleiterstrukturen und für anregen-



---

de Diskussionen auf dem Gebiet der Quantenkaskadenlaser. Herrn Dipl.-Ing. H. Schröter-Janßen danke ich für Ausheilexperimente im MOCVD Reaktor. Für den speziellen Aufbau der untersuchten Quantenkaskadenlaser danke ich Herrn Dipl.-Ing. D. Pech und Herrn Dipl.-Ing. H.-J. Hensel. Bei Herrn Dipl.-Ing. P Harde möchte ich mich für die SIMS und AFM Messungen bedanken. Für die schönen TEM Aufnahmen von LT Halbleitermaterialien danke ich Herrn Dr. R. Schneider und Dipl.-Phys M. Kurtzweg (Humboldt Universität, Berlin)

Mein Dank gilt ferner Herrn Prof. Dr. Gerhard Abstreiter und Herrn Dr. N. Ulbrich (Walter-Schottky-Institut, München) für die Bereitstellung von state-of-the-art Quantenkaskadenlasern und für die hilfsbereite Beratung zum Aufbau dieser Laser.

Der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. M. Helm am Forschungszentrum Dresden-Rossendorf danke ich für die Messung der Intersubbandabsorption von Sb-haltigen MQW Strukturen und die vielfältigen Anregungen zu diesem Themengebiet.

# Lebenslauf

Name: Biermann  
Vorname: Klaus  
geboren: 19.03.1969, Nürnberg

09.1975–03.1979 Julius-Leber-Schule, Nürnberg

09.1979–06.1988 Johannes-Scharrer-Gymnasium, Nürnberg

10.1990–07.1998 Studium an der Friedrich-Alexander-Universität  
Erlangen-Nürnberg,  
in der Fachrichtung Physik

09.1993–08.1994  
Imperial College, London  
Erwerb des 'Imperial College International  
Diploma'; Praktikum: *Micro Raman Spectroscopy of III-V Semiconductor Alloys (GaInSb, GaAsSb) and Superlattices (InAs/InAsSb)*

06.1997–05.1998  
Heinrich-Hertz-Institut, Berlin  
Diplomarbeit: *Molekular-Strahl-Epitaxie und Materialuntersuchungen von GaAsSb und AlAsSb Schichten*

10.1998–03.2002 Wissenschaftliche Mitarbeiter am  
Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie im Forschungsverbund Berlin e.V.

seit 04.2002 Wissenschaftliche Mitarbeiter am  
Fraunhofer-Institut für Nachrichtentechnik,  
Heinrich-Hertz-Institut, Berlin

# Selbständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbständig ohne fremde Hilfe verfasst zu haben und nur die angegebene Literatur und Hilfsmittel verwendet zu haben.

Klaus Biermann

19. März 2007